

MATERIALES PARA LA TECNOLOGIA
DE
COMPONENTES ELECTRONICOS

Autor: JOSE A. MARTIN PEREDA

Edita : Dpto. de Publicaciones E.T.S.I.T.

IMPRESO EN ESPAÑA

MADRID 1.976

Dpto. de Publicaciones E.T.S.I.T.

Ciudad Universitaria

MADRID -3

I.S.B.N.: 84 - 7402 - 005 - 0

Dep. Legal : M - 1809 -1.976

I N D I C E

CAPITULO I: CONCEPTOS BASICOS DE ESTRUCTURA DE MATERIALES

1.1. INTRODUCCION	11
1.2. ESTRUCTURA DE LOS CRISTALES	12
1.2.1. Estructuras cristalinas	13
1.2.2. Operaciones cuantitativas con estructuras cristalinas	19
1.2.2.1. Direcciones y planos en las estructuras cristalinas	19
1.2.2.2. Proyección Estereográfica	21
1.3. ESTRUCTURAS NO CRISTALINAS	24
1.3.1. Compuestos de cadenas moleculares largas	25
1.3.2. Elastomeros	28
1.3.3. Redes tridimensionales	30

CAPITULO II: MATERIALES CONDUCTORES ELECTRICOS

2.1. INTRODUCCION	33
2.2. CONDUCTIVIDAD ELECTRONICA:TEORIA DE DRUDE	34
2.2.1. Conductividad eléctrica y ley de Ohm.	35
2.2.2. Resistividad Eléctrica de los conductores	39
2.2.3. Resistividad eléctrica de sólidos multifase	44
2.2.4. Resistividad eléctrica de sólidos iónicos	48
2.3. CONDUCTIVIDAD TERMICA:LEY DE WIEDEMANN-FRANZ	48
2.3.1. Conductividad térmica	48
2.3.2. Ley de Wiedemann-Franz	51
2.4. EFECTOS TERMOELECTRICOS	51
2.4.1. Termoelectricidad	52
2.4.2. Efecto Thomson	54
2.4.3. Efecto Peltier	55
2.4.4. Relaciones de Kelvin(Thomson)	56
2.5. DILATACION TERMICA	56

CAPITULO III: MATERIALES RESISTIVOS

3.1. INTRODUCCION	61
3.2. CARACTERISTICAS GENERALES DE LOS MATERIALES RESISTIVOS	61
3.2.1. Resistividad y resistividad superficial	61
3.2.2. Estabilidad	62
3.2.3. Ruido	63

3.3. CARBONO Y GRAFITO	63
3.3.1. Grafito cristalino	64
3.3.2. Grafito y carbono no cristalinos	66
3.3.3. Propiedades del grafito	68
3.4. MEZCLAS DE CONDUCTORES Y AISLANTES	68

CAPITULO IV: MATERIALES DIELECTRICOS: PRINCIPIOS BASICOS

4.1. INTRODUCCION	73
4.2. POLARIZACION DIELECTRICA SIMPLE	76
4.2.1. Polarización electrónica	80
4.2.2. Polarización iónica	85
4.2.3. Polarización por orientación; moléculas polares	88
4.2.4. Clasificación de los dieléctricos simples según su tipo de polarización.	93
4.3. POLARIZACION DIELECTRICA COMPLEJA	95
4.3.1. Polarización por orientación molecular	96
4.3.2. Polarización por orientación electrónica	98
4.3.3. Polarización estructural	98

CAPITULO V: FENOMENOS EN MATERIALES DIELECTRICOS

INTRODUCCION	109
5.1. FENOMENOS DE CONDUCCION DE GASES	109
5.2. FENOMENOS DE RUPTURA EN LIQUIDOS Y SOLIDOS	117
5.2.1. Ruptura en dieléctricos líquidos	118
5.2.2. Ruptura en dieléctricos sólidos	118
5.2.2.1. Ruptura eléctrica en dieléctricos homogéneos	119
5.2.2.2. Ruptura eléctrica en dieléctricos no homogéneos	119
5.2.2.3. Ruptura electroquímica	121
5.2.2.4. Ruptura térmica	122
5.2.2.5. Ruptura electroquímica	125

CAPITULO VI: MATERIALES PIEZOELECTRICOS. PIROELECTRICIDAD

6.1. INTRODUCCION	127
6.2. MODELO MOLECULAR DE LA PIEZOELECTRICIDAD EN CRISTALES	130
6.3. PIEZOELECTRICIDAD EN ALGUNOS TIPOS DE CRISTALES.....	131
6.4. EJEMPLOS NUMERICOS EN CRISTALES PIEZOELECTRICOS	134
6.5. EFECTOS PIEZOELECTRICOS EN CERAMICAS	135

6.5.1. Ejemplo numérico	138
6.6. PIROELECTRICIDAD	140
6.6.1. Ejemplo numérico	141

CAPITULO VII: FERROELECTRICIDAD. MATERIALES FERROELECTRICOS

7.1. CARACTERISTICAS GENERALES	143
7.2. CLASIFICACION	144
7.3. TITANATO DE BARIO	144
7.4. TEORIA MOLECULAR DEL TITANATO DE BARIO	148
7.5. HISTERESIS EN MATERIALES FERROELECTRICOS	150
7.6. ESTRUCTURA DE DOMINIOS EN LOS FERROELECTRICOS ...	152
7.7. CERAMICAS FERROELECTRICAS	155
7.7.1. Envejecimiento de las cerámicas	159

CAPITULO VIII: MATERIALES MAGNETICOS. DIA Y PARAMAGNETISMO

8.1. CONCEPTOS BASICOS DE MAGNETISMO	161
8.1.1. Polos y momentos magnéticos	162
8.1.2. Magnetización	163
8.1.3. Susceptibilidad	164
8.1.4. Permeabilidad	164
8.1.4.1. Permeabilidad inicial	165
8.1.4.2. Permeabilidad diferencial	165
8.1.5. Unidades magnéticas	165
8.2. DIAMAGNETISMO Y PARAMAGNETISMO	169
8.2.1. Introducción	169
8.2.2. Momentos magnéticos de los electrones	169
8.2.3. Momentos magnéticos de los átomos	171
8.2.4. Teoría del diamagnetismo	171
8.2.4.1. Sustancias diamagnéticas	175
8.2.5. Paramagnetismo: Teoría clásica	175
8.2.6. Sustancias paramagnéticas	181
8.2.6.1. Sales de los elementos de transición	182
8.2.6.2. Sales y óxidos de tierras raras	182
8.2.6.3. Tierras raras puras	182
8.2.6.4. Metales	182
8.2.6.5. Compuestos	183

CAPITULO IX: FERRO, ANTIFERRO Y FERRIMAGNETISMO

9.1. FERRO MAGNETISMO: INTRODUCCION	185
9.2. TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR	187
9.3. ALEACIONES FERROMAGNETICAS	193
9.4. ANTIFERROMAGNETISMO: INTRODUCCION	196
9.5. TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR	198
9.5.1. Por encima de T_N	199
9.5.2. Por debajo de T_N	201
9.6. SUSTANCIAS ANTIFERROELECTRICAS	202
9.7. FERRIMAGNETISMO: INTRODUCCION	203
9.8. ESTRUCTURA DE LAS FERRITAS CUBICAS	207
9.9. MAGNETIZACION DE SATURACION	209
9.10. TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR	211
9.10.1. Por encima de T_C	213
9.11. FERRITAS EXAGONALES	215
9.12. OTRAS SUSTANCIAS FERRIMAGNETICAS	218
9.12.1. γ -Fe ₂ O ₃	218
9.12.2. Granates	219
9.12.3. Aleaciones	219

CAPITULO X: FENOMENOS MAGNETICOS

10.1. CURVAS DE MAGNETIZACION Y CICLOS DE HISTERESIS	221
10.2. MOVIMIENTO DE LAS PAREDES DE LOS DOMINIOS	224
10.3. OBSTACULOS PARA EL MOVIMIENTO DE LOS DOMINIOS	226
10.4. ANISOTROPIA MAGNETICA	228
10.4.1. Anisotropia cristalina	228
10.4.2. Anisotropia de forma	231
10.4.3. Anisotropia inducida magneticamente	232
10.5. MAGNETOESTRICCION	232
10.5.1. Magnetorresistencia	235
10.6. PERDIDAS DE ENERGIA POR HISTERESIS	236
10.7. PERDIDAS DE ENERGIA POR CORRIENTES INDUCIDAS	238
10.8. DIFERENTES FORMAS DEL CICLO DE HISTERESIS	239
10.8.1. Ciclo de histeresis normal	240
10.8.2. Ciclo de histeresis rectangular o cuadrado	240
10.8.3. Ciclo tipo permínvar	241
10.8.4. Ciclo tipo isoperm	245

10.8.5. Ciclo de Rayleigh	247
10.8.6. Aplicaciones prácticas de las diferentes partes del ciclo de histé- resis	248

CAPITULO XI: MATERIALES MAGNETICOS BLANDOS

11.1. Aceros eléctricos	252
11.1.1. Acero de bajo contenido en carbono	253
11.1.2. Acero con silicio. No orientado	254
11.1.3. Acero de silicio, de grano orientado	257
11.1.4. Consideraciones generales	261
11.1.4.1. Aislamiento de las láminas	262
11.1.4.2. Refrigeración	262
11.1.4.3. Ruido	262
11.2. ALEACIONES ESPECIALES	262
11.3. FERRITAS BLANDAS O DULCES	266
11.3.1. Fabricación de las ferritas	268

CAPITULO XII: MATERIALES MAGNETICOS DUROS

12.1. INTRODUCCION	275
12.2. FORMA DE TRABAJO DE LOS IMANES PERMANENTES	277
12.2.1. Campos desmagnetizantes	277
12.2.2. Diseño de imanes permanentes	280
12.3. ACEROS PARA IMANES	286
12.4. ALNICO	286
12.5. FERRITA DE BARIO	290
12.6. ALEACIONES ESPECIALES	292
12.6.1. Cunife	292
12.6.2. Remalloy	292
12.6.3. Vicalloy	293
12.6.4. Cobalto -Platino	293
12.7. IMANES DE POLVO DE HIERRO	293
12.8. ESTABILIDAD MAGNETICA	296
12.8.1. Campos externos	296
12.8.2. Cambios de temperatura	297
12.8.2.1. Cambios reversibles	298
12.8.2.2. Cambios irreversibles	299
ALGUNAS REFERENCIAS GENERALES	301

A MODO DE PROLOGO

Los presentes apuntes pretenden ser un pequeño resumen de lo que constituye la base para el conocimiento de los materiales y componentes empleados en la Electrónica y las Telecomunicaciones. En ellos se ha dado especial énfasis a aquellos materiales que no son tratados en otras asignaturas de la carrera; así, por ejemplo, no se incluyen los semiconductores, objeto de Electrónica I, ni se hace estudio exhaustivo de los plásticos, ya que deben ser estudiados en química. Igualmente, se dan por conocidos los rudimentos de Física Atómica, necesarios para esbozar la teoría de los materiales conductores, dieléctricos y magnéticos, y los de diagramas de fase, empleados a lo largo de la asignatura.

Por las especiales características de los diversos componentes usados en Telecomunicación, una gran cantidad de materiales han de ser objeto de estudio para el futuro ingeniero. Logicamente, no puede pretenderse que el estudiante sepa a fondo todos y cada uno de los materiales con que se va a encontrar, en primer lugar porque sería pedir demasiado y en segundo porque esto traería consigo una asignatura excesivamente larga y farragosa. Por ello, se ha intentado sintetizar, en lo que cabe, aquellas propiedades comunes a la mayor cantidad posible de materiales y que pueden dar base para el posterior estudio de cada uno en particular.

Para ésto, se han agrupado en tres bloques fundamentales: conductores, dieléctricos y magnéticos. El énfasis se ha dado a sus propiedades eléctricas. No se han incluido, por diversas razones los superconductores, ni se estudian las propiedades ópticas de los dieléctricos. Estos puntos serán tratados en próximas ediciones.

Debido a los diversos factores que han influido en la redacción de estos apuntes, muchos de sus capítulos se encuentran aún en una forma muy incipiente. Será necesario, en posibles posteriores ediciones, su reestructuración o reforma casi total. Entre ellos, quizás los cuatro o cinco primeros son los que merecerán mayor revisión. Los dedicados a materiales magnéticos, en cambio, están ya en su forma casi definitiva, salvo ligeros retoques.

Finalmente, hay que señalar que, aunque son "apuntes de clase", no todo lo que en ellos aparece se da en clase, ni todo lo que se da en clase está aquí. - Apuntes y clase son dos campos que se deben complementar y el alumno deberá - aprender a reunirlos para extraer lo fundamental. Estudiar, guiado únicamente por uno de ellos, podrá conducir a aprobar pero no a dar base para el futuro. A pesar de todo, que cada uno tome el camino que juzgue más conveniente.

El Autor.

1. - CONCEPTOS BASICOS DE ESTRUCTURA DE MATERIALES

1.1. INTRODUCCION. -

Todas las maquinarias, los aparatos o los dispositivos de uso común en nuestros días no puede decirse simplemente que están hechos de un determinado metal, un plástico o una cerámica. Ello se debe a que el comportamiento del material durante el proceso de la fabricación y en servicio constituye una parte integrante de su diseño total. Un ejemplo notorio de esto lo tenemos en el caso de -- un circuito integrado; el circuito, según veremos más adelante, se encuentra en -- forma efectiva en el mismo material, silicio, en virtud de una serie de cambios -- reflejados en su composición química. Las modernas cerámicas se diseñan también especialmente, a fin de obtener la combinación deseada de propiedades mecánicas y eléctricas para una determinada aplicación; un ejemplo de ésto lo tenemos en el sustrato cerámico de los dispositivos electrónicos sobre el que se depositan los circuitos eléctricos, como es el caso de los de película gruesa que también estudiaremos en otro capítulo. En la manufactura de las fibras de polímeros tales como el nylon, la operación final que produce la fibra transforma igualmente la estructura interna del polímero, incrementando grandemente su resistencia a la ruptura mecánica. Analogamente, una lamina de una aleación de cobre, puede hacerse también más resistente mediante un laminado en frío. Todo ello conduce a que si se desea un diseño efectivo de cualquier material haya de estudiarse antes, lo mas profundamente posible, su comportamiento y sus propiedades; incluso, basándose en ellas, pueden llegar a crearse nuevos materiales con características mejores que las que poseían anteriormente.

La variedad de materiales existentes es enorme. Simplemente la lista de -- los metales, cerámicas y polímeros disponibles comercialmente requeriría mas espacio que los presentes apuntes. La literatura técnica sobre un material cualquiera de cierta importancia, como por ejemplo el polietileno, puede llenar facilmente mas -- de una estanteria. No digamos ya lo que ocurre si a esto añadimos los componentes desarrollados a partir de estos materiales, aunque sólo se trate de los electrónicos como es nuestro caso.

Afortunadamente, el concepto amplio de estructura da una base para el -- estudio de los materiales en general y nivel suficiente como para leer la literatura sobre un material específico.

El estudio que desarrollaremos aquí se basará entonces en el conocimiento básico de las estructuras fundamentales que dan lugar a los diferentes comportamientos electrónicos y eléctricos de los diversos materiales. En este primer capítulo se suministrarán los conceptos básicos que serán empleados posteriormente y que no han sido vistos en otras asignaturas. Otros, que también se usarán, se suponen conocidos por el alumno que los ha debido estudiar en otros cursos, como pueden ser Física o Química; uno de ellos es, por ejemplo, el tema de los diagramas de fase. Estos temas no se verán aquí aunque se indicará, en el momento oportuno, la conveniencia de su recordatorio.

1.2 ESTRUCTURA DE LOS CRISTALES. -

Examinaremos aquí la estructura de los sólidos cristalinos, esto es, de aquellos sólidos caracterizados por una disposición periódica y ordenada de sus átomos en el espacio. A fin de poder comprender la naturaleza y la formación de estas estructuras cristalinas es necesario tener una pequeña base de la teoría cuántica referente a la estructura atómica. Esta base se supone conocida al alumno, al menos de Química General. Habrá de recordar así todo aquello relacionado con el átomo de Bohr y las características de los orbitales electrónicos, esencialmente de los s y los p; recordar, por ejemplo, que los once electrones del sodio ocupan orbitales de energías crecientes y que estas se designan en la forma $1s^2, 2s^2, 2p^6$ y $3s$, donde los superíndices indicaban el número de electrones en el orbital correspondiente. Recordar que los orbitales tipo s poseen simetría esférica y que el conjunto de los seis $2p$ electrones también, pero que cada uno de los orbitales individuales 2p poseía la forma de dos lobulos unidos por sus vértices; recordemos -- también que cada orbital tipo s o p puede contener uno o dos electrones con espines opuestos, contribuyendo a los enlaces que se puedan formar. Estos enlaces podían ser, fundamentalmente, iónicos o covalentes. Los primeros se producían cuando existía una diferencia en la electronegatividad (tendencia a adquirir electrones) entre los átomos que lo constituyen; el ejemplo más clásico lo teníamos en el caso del ClNa . Los factores que determinaban la estructura cristalina adoptada venían dados, en primer lugar, por la adecuada relación entre iones a fin de mantener el balance de las cargas; en el caso del ClNa , esta relación era 1:1, mien

discutirse según los dos casos límite mencionados antes: el de las mallas tridimensionales y el de las largas cadenas moleculares.

Las mallas tridimensionales pueden aparecer cuando las unidades constitutivas son poliedros cuyos vértices pueden compartirse mediante enlaces de un carácter ligeramente covalente, siendo además flexibles. Esto hace que el conjunto constituya una estructura no cristalina.

El otro caso límite aparece cuando las unidades son cadenas moleculares largas y flexibles que pasan a entrelazarse de la misma forma que las largas tiras de spaghetti se entrelazan durante su cocido. En esta analogía, el cristal se correspondería con todas las tiras de spaghetti ya cocido, enderezadas y dispuestas paralelamente en una estructura regular; como ya puede comprenderse, esta estructura posee pocas probabilidades de aparecer espontáneamente.

En ambos casos, una vez que se ha enfriado el material, la estructura se mantendrá no cristalina indefinidamente ya que sería preciso un movimiento atómico mucho mayor del disponible.

Estas estructuras justifican también, aunque solo fenomenológicamente, el hecho de la ausencia de una única temperatura de transición. Debido a que los enlaces entre unidades formados serán muy diversos, unos serán de mayor energía que otros, por lo que será más o menos fácil de romperlos. Según se eleva la temperatura los enlaces débiles se romperán los primeros, siguiendo progresivamente los de energías superiores.

La temperatura a la que el material que se solidifica aparece por primera vez, se denomina temperatura de transición del vidrio, T_g , y desempeña un papel similar a la del punto de fusión de los cristalinos. Temperaturas inferiores le hacen más frágil y superiores le reblandecen.

Estudiemos ahora, con algún detalle, cada una de las dos estructuras.

1.3.1. COMPUESTOS DE CADENAS MOLECULARES LARGAS. -

Los compuestos en los que las unidades son largas cadenas moleculares se denominan polímeros y, ocasionalmente, resinas o plásticos. Pueden llegar a crear estructuras no cristalinas muy fácilmente debido a que éstas cadenas son muy largas y flexibles, por lo que su entrelazado es inmediato (Fig. 1.11)

Sus estructuras son, relativamente, poco compactas debido a que los enlaces principales están totalmente satisfechos con la cadena molecular y, además, esta misma cadena suele contener grupos atómicos laterales voluminosos que interfieren con la compacticidad. Así, entre las razones más importantes que contribuyen

a la no cristalinidad, podemos señalar:

- a) una cadena molecular muy larga y ramificada
- b) una distribución aleatoria de grupos laterales a lo largo de las cadenas
- c) existencia de cadenas copoliméricas, esto es, de cadenas compuestas por dos o más polímeros.
- d) elementos aditivos, de pesos moleculares mas bajos, denominados -- plastificantes, que separan unas cadenas de otras.

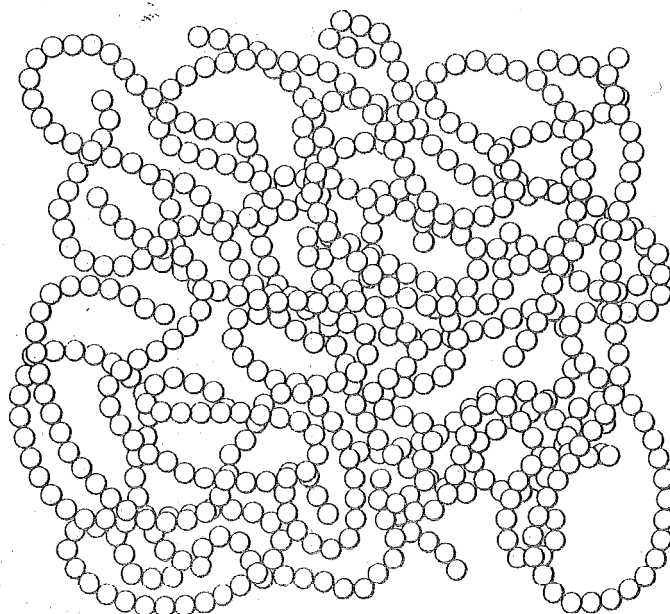


Fig. 1.11

Así, por ejemplo, podemos citar el caso de las parafinas, hidrocarburos de cadena larga, con una fórmula general C_nH_{2n+2} y peso molecular de hasta mil. Estos cuerpos cristalizan casi por completo. Una forma del polietileno puede considerarse como compuesta por cadenas extremadamente largas de parafina con pesos moleculares que van desde diez mil hasta varios millones. Cuando se encuentra en ésta forma se denomina polietileno lineal y puede cristalizar casi tan completamente, aunque no tanto, como cadenas de parafina más cortas. En contraste, el polietileno ramificado, que posee segmentos laterales en la cadena, unidos en posiciones aleatorias, puede llegar a cristalizar sólo parcialmente. Cuantas más ramificaciones tenga, menos cristalino será el polietileno debido a que éstas interferirán con una distribución regular de las cadenas. Otros polímeros muestran comportamientos análogos.

Este efecto de los grupos laterales, puede verse considerando la estructura de los polímeros vinílicos, cuya unidad repetitiva es



donde X es algún grupo lateral monovalente. Existen tres ordenaciones posibles de estos grupos laterales en los polímeros vinílicos

- a) atáctica, o al azar
- b) isotáctica, o con todos los grupos en el mismo lado de la cadena.
- c) sindiotáctica, o alternando regularmente a un lado y otro.

Si el grupo es pequeño, como es el caso del alcohol polivinílico(X=OH), y las cadenas son lineales, el polímero cristaliza muy fácilmente. Sin embargo, si el grupo lateral es grande, como en el cloruro de polivinilo(X=Cl), resultará invariablemente una estructura no cristalina, quedando ligados las ramas laterales de forma aleatoria(atáctica). Por el contrario, los polímeros isotácticos y sindiotácticos usualmente cristalizan, aún cuando los grupos laterales sean largos.

La copolimerización decrece siempre la regularidad de las cadenas poliméricas y por ello favorece la no cristalinidad. Los copolímeros pueden formarse en diferentes configuraciones geométricas. Los más simples son los que aparecen en la Fig. 1.12. Cuanto más irregulares o aleatorios sean las configuraciones, mayor es la tendencia a la no cristalinidad

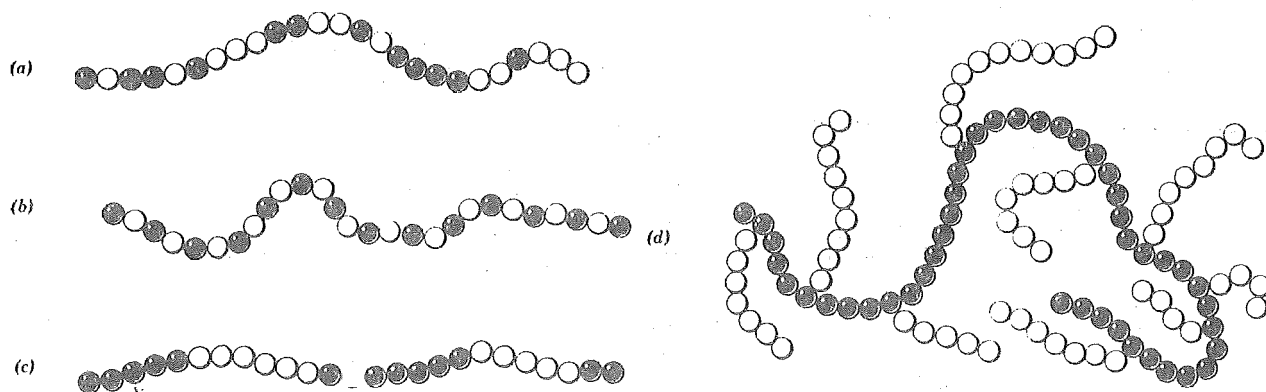


Fig. 1.12

Muy a menudo un copolímero se forma debido a que una cierta no crista-

linidad da lugar a mejores propiedades. Por ejemplo, el cloruro de polivinilideno, que es normalmente cristalino y no muy flexible, puede hacerse no cristalino y mucho más flexible mediante una copolimerización con una pequeña cantidad de cloruro de polivinilo. El copolimero resultante es la base para los plásticos denominados "saran".

Por otra parte, la adición de plastificadores a fin de evitar la cristalización mediante la separación de las cadenas es una de las formas más antiguas para hacer no cristalino a un sólido que, normalmente, cristalizaría. Uno de los primeros polímeros sintéticos, el celuloide, se fabricó a base de nitrocelulosa (que normalmente es cristalina) plastificada con alcanfor. Otro plástico muy común, el celofán, está compuesto por cadenas de celulosa a las que se impide la cristalización mediante la adición de glicerina. La desventaja de éste proceso es que los plastificadores poseen un peso molecular tan bajo que se difunden por el sólido y llegan a evaporarse con la consiguiente pérdida de flexibilidad y tendencia a resquebrajarse.

1.3.2 ELASTOMEROS. -

Los elastómeros son polímeros que presentan una extensibilidad, a temperatura ambiente, grande y reversible; puede duplicar su longitud y, en algunos casos, hasta multiplicarla por diez, volviendo a su tamaño original al cesar la fuerza exterior. Estructuralmente son polímeros no cristalinos a temperatura ambiente y puedan considerarse intermedios entre las cadenas moleculares y las mallas tridimensionales. Los criterios que han de satisfacer, aparte de no ser cristalinas son los siguientes:

a) las cadenas han de ser muy largas y con muchas curvas, esto es, que no sean rectas.

b) la temperatura ambiente debe ser capaz de suministrar la energía térmica suficiente para que los segmentos de la cadena se encuentren en movimiento constante.

c) las cadenas deben estar conectadas entre sí cada varios cientos de átomos, mediante átomos o grupos de átomos que forman enlaces primarios entre las cadenas (Fig. 1.13)

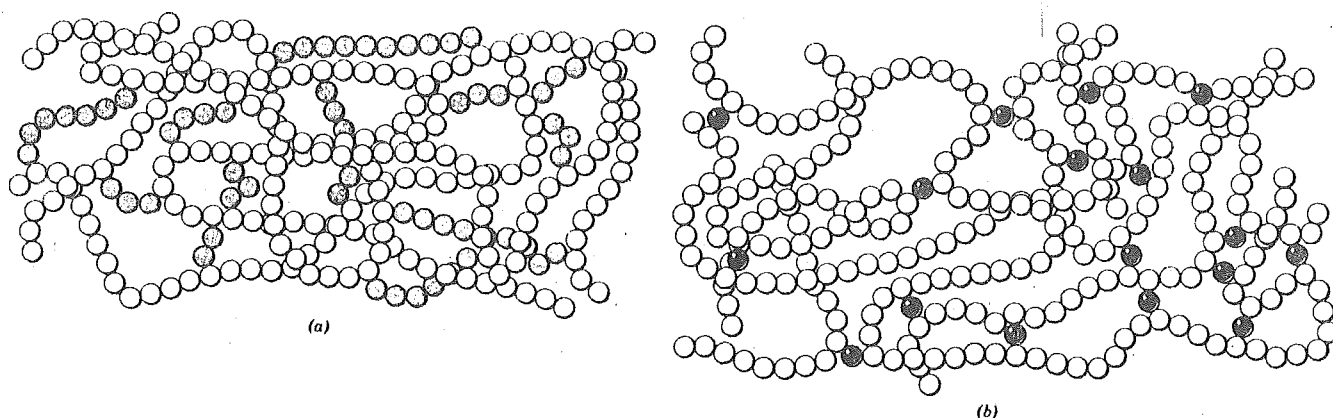
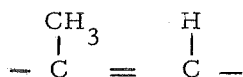


Fig. 1.13

El elastómero más conocido es el caucho natural (el poliisopreno), y su estructura típica la de los elastómeros en general. Las cadenas del caucho natural son curvas preferentemente a rectas, debido a que el grupo metilo (CH_3) interfiere con el hidrógeno en la unidad.



que es la que se va a repetir, originando una curvatura en el enlace doble. Otra forma del poliisopreno, denominada gutta percha, en cambio posee el grupo metilo a un lado y el hidrógeno a otro, con lo que no aparece interferencia entre ambos y deja de ser elastómero; de hecho puede cristalizar y su cadena es totalmente recta. Estas dos moléculas, de igual composición química pero diferente configuración molecular, se denominan isómeros geométricos.

La importancia de la temperatura puede verse enfriando el caucho por debajo de T_g . A estas temperaturas se vuelve frágil por lo que ha de cuidarse que su T_g se encuentre muy por debajo de su temperatura de trabajo.

El tercer criterio enunciado anteriormente es importante a fin de asegurar la vuelta a la configuración primitiva después de la extensión, cosa que no ocurriría si no existiese la conexión entre las cadenas. De nuevo, el ejemplo más inmediato es el caucho que, a temperatura ambiente fluye como un líquido viscoso si no se encuentran sus cadenas conexas. La adición de una pequeña cantidad

de azufre, (proceso denominado vulcanizado) rompe el doble enlace entre los carbonos $C = C$ formandose enlaces $C - S - C$ entre las cadenas. Un polimero, como el polietileno, que no tiene dobles enlaces que romper es mucho más difícil de conectar sus cadenas moleculares. La forma de hacerse puede ser por irradiación de la adecuada energía.

1.3.3. REDES TRIDIMENSIONALES. -

Unos pocos polímeros forman redes tridimensionales rígidas, Quizás el polimero de este tipo más conocido es el fenol-formaldehído, conocido como "bakelita", en el que las conexiones se forman por medio de los anillos fenólicos que forman parte de la cadena. Un polimero de éste tipo no posee una temperatura real de transición, simplemente se degrada al aumentar la temperatura. Otro ejemplo es la ebonita, nombre dado al caucho con una gran densidad de conexiones por átomos de azufre.

Sin embargo, la mayor parte de las redes tridimensionales son vidrios inorgánicos, especialmente óxidos. Las razones de la formación de sólidos no cristalinos aquí será, naturalmente, distinta de la de los polimeros ya que las unidades básicas son muy diferentes. En los óxidos, las estructuras de éste tipo se deben a intensas repulsiones catión-catión. Así un compuesto inorgánico tenderá a ser no cristalino si verifica las siguientes condiciones:

- a) Cada anión está unido solamente a dos cationes
- b) Cada catión no está rodeado por más de cuatro aniones
- c) Los poliedros de aniones comparten vértices pero no aristas o caras.
- d) El compuesto posee un gran número de constituyentes distribuidos irregularmente a lo largo de la red.

Como ejemplo, tenemos a la sílice, formada por átomos de Si^{4+} coordinados tetraedricamente con cuatro oxígenos, que es capaz de formar estructuras no cristalinas fácilmente. Vemos que la carga del catión es alta y el poliedro formado por los aniones es muy pequeño dando lugar a estructuras abiertas. La mayor parte de los vidrios inorgánicos se basan en la sílice SiO_2 ; tienen por ello, como unidad fundamental al tetraedro (Fig. 1.14(a)) $Si-O$. En la sílice estos tetraedros se unen por las vértices pero no poseen un orden de mayor alcance como ocurre en el cuarzo. Una estructura de la forma en que pueden estar dispuestos es la Fig. 1.14(b).

Debido al hecho de que éstas estructuras son abiertas, cualquier adición romperá la red y podrá facilitar una mejor cristalización, así por ejemplo, una-

red de sílice puede romperse por la adición de óxidos alcalinos como Na_2O ó K_2O .

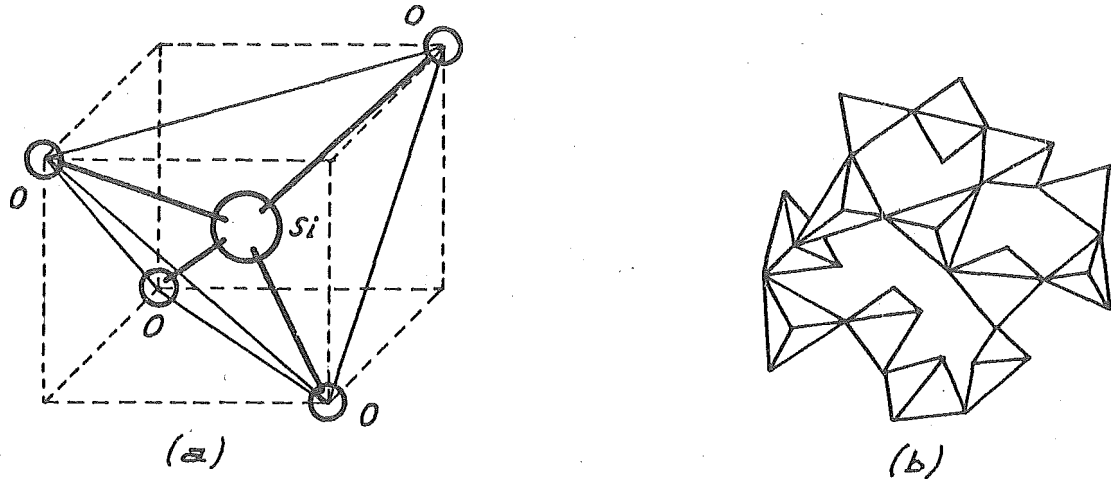


Fig. 1.14

Los átomos de oxígeno de estos óxidos irrumpen en la red entrando en los puntos donde se unen dos tetraedros y separándolos de forma que cada tetraedro queda con un vértice libre (un oxígeno sin compartir). Los iones alcalinos pasan a ocupar los intersticios de la estructura resultando un agrupamiento más denso. Comercialmente, estas adiciones se realizan para disminuir la viscosidad de forma que el sólido pueda fabricarse a menor temperatura. Lo normal es añadir -- Na_2O (sosa) y CaO (cal); esto da lugar al vidrio de ventanas que se denomina vi drio de sílice-cal-sosa.

A lo largo del curso veremos más casos de éste tipo.

2. MATERIALES CONDUCTORES ELECTRICOS

2.1. - INTRODUCCION. -

Los conductores eléctricos pueden ser sólidos, líquidos y, bajo ciertas condiciones, también gaseosos. Con la excepción del mercurio, los metales son sólidos a temperatura ambiente y pueden dividirse en metales de alta conductividad y de alta resistividad. Los metales de alta conductividad serán empleados en la fabricación de cables, devanados de transformadores, guías de onda, etc. Metales de alta resistividad podrán emplearse en reostatos, patrones de resistencia, resistores bobinados, etc.

Los conductores líquidos pueden estar compuestos por metales fundidos o por electrolitos. Como regla general, los metales tienen puntos de fusión elevados, con la excepción del mercurio, cuyo punto de fusión son los -39°C . Por ello, el mercurio es el único metal que podrá usarse en estado líquido a temperatura ambiente.

El mecanismo de flujo de corriente en metales sólidos o líquidos es, fundamentalmente, el del movimiento de los electrones libres. Tales conductores se dice por ello que poseen conductividad electrónica y se denominan conductores electrónicos. Las soluciones acuosas de ácidos, álcalis y sales se denominan electrolitos. La conducción de corriente a través de tales conductores se debe al transporte de iones, como resultado de lo cual, la composición del electrolito cambia gradualmente quedando los electrodos afectados por una deposición o por una disolución. Las sustancias cristalinas con estructura iónica en estado fundido son también conductores de este tipo.

Todos los gases y vapores, incluyendo los de los metales, no son conductores para pequeñas intensidades del campo eléctrico. Sin embargo, y como veremos en otro capítulo, si el campo eléctrico excede un cierto valor crítico, que inicia la ionización, por colisión o por fotoionización, el gas pasa a ser conductor y exhibir conductividad electrónica e iónica. Los gases fuertemente ionizados conteniendo igual número de electrones e iones positivos por unidad de volumen, constituyen un medio conductor en equilibrio de especial interés que se denomina, plasma.

Los conductores metálicos constituyen el tipo básico de conductor usado

en Electrónica. Los parámetros básicos de tales materiales, y que son los que estudiaremos aquí con algún detalle, son:

- 1.- Resistividad eléctrica o su inversa, la conductividad.
- 2.- Coeficiente de temperatura de la resistividad.
- 3.- Conductividad térmica.
- 4.- Características termoelectricas.
- 5.- Coeficiente de dilatación térmica.

En nuestro estudio partiremos de unos breves principios físicos y expon~~dr~~emos los resultados casi desde un punto de vista fenomenológico. El intentar una justificación más rigurosa llevaría consigo el uso de unos principios que proporciona la Física del Estado Sólido pero de los cuales aquí aún no disponemos.

2.2.- CONDUCTIVIDAD ELECTRONICA: TEORIA DE DRUDE.-

Una característica notable de todo metal, es que es un buen conductor eléctrico y, al mismo tiempo, un buen conductor térmico. Esta característica fué analizada solamente después del desarrollo de la Mecánica Cuántica.

Por ello con las herramientas de que disponemos hasta aquí nos sería imposible justificar tal comportamiento de una forma global. Sin embargo, presentaremos una teoría clásica, la teoría de Drude, que lo explicará en parte. Y aunque, como hemos dicho, no es una teoría completamente exacta, desde un punto de vista formal, es aún aplicable sin apenas modificación.

Para ello adoptemos la teoría del electrón libre y supongamos que es válida para un metal. Este modelo permite explicar gran parte de las propiedades físicas de ciertos metales, especialmente los monovalentes. Según este modelo, los electrones de valencia de los átomos poseen libertad de movimiento en el seno del metal. Estos electrones son los responsables de la conductividad eléctrica en el metal y por ello se llaman electrones de conducción para distinguirlos de los electrones de las capas saturadas. Esta teoría desprecia la interacción de los electrones de conducción con los iones positivos y todos los cálculos se verifican como si aquellos estuvieran completamente libres en el espacio limitado por las superficies de la muestra considerada.

Incluso en aquellos metales que más se aproximan al modelo del electrón libre, como son el sodio, el cobre y la plata, resulta incorrecto admitir que la distribución de cargas electrónicas no viene afectada por la intensa atracción electrostática de los iones. A pesar de ello, como ya hemos dicho esta -

teoría tuvo varios éxitos junto con algunos fracasos. Entre los éxitos puede citarse la deducción de la forma funcional de la ley de Ohm que conecta la corriente con el campo eléctrico y, particularmente, la validez de la relación de Wiedemann-Franz entre la conductividad eléctrica y la térmica. Estos dos hechos son los que estudiaremos aquí.

2.2.1.- CONDUCTIVIDAD ELECTRICA Y LEY DE OHM. -

Consideremos en primer lugar la influencia de un campo eléctrico \vec{E} sobre un gas clásico de electrones libres. Supongamos que existen N electrones por unidad de volumen desplazándose al azar con una distribución de velocidades apropiada a la condición de equilibrio térmico a la temperatura T . En ausencia de un campo eléctrico exterior la velocidad media o de translación.

$$\bar{v}_D = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \bar{v}_i \quad (2.1)$$

será nula, ya que en el equilibrio el mismo número de electrones se mueven en una dirección como en la opuesta.

Introduzcamos ahora el concepto de tiempo de relajación, τ . Este tiempo viene íntimamente relacionado con el tiempo medio transcurrido entre dos colisiones, así como con el recorrido libre medio de los electrones de conducción. Todos los detalles de los procesos de colisión que tienen lugar en el gas electrónico quedan así sintetizados cuando se conoce el tiempo de relajación. Las colisiones vienen originadas por las imperfecciones térmicas o estructurales de la red. El tiempo de relajación puede definirse entonces como el necesario para que se restablezca el equilibrio (mediante colisiones) a partir de una situación inicial perturbada en la cual $\bar{v}_D \neq 0$.

Para estudiar este fenómeno partamos de un simil de Mecánica: el del movimiento de un cuerpo de masa m sobre el que actúa una fuerza F y está sometido a una fuerza de fricción o de amortiguamiento, cuyo coeficiente de fricción es k . Ya sabemos que esta fuerza de amortiguamiento será proporcional a la velocidad a través del dicho coeficiente. La ecuación de movimiento será entonces:

$$m \frac{dv}{dt} + kv = F \quad (2.2)$$

En ausencia de fuerzas externas el movimiento libre satisface la ecuación

$$\frac{dv}{dt} + \frac{k}{m} v = 0 \quad (2.3)$$

y si es $v(0)$ la velocidad inicial de translación en la distribución perturbada, el restablecimiento del equilibrio se verifica, mediante la resolución apropiada de (2.3).

$$v(t) = v(0) e^{-t/\tau} \quad (2.4)$$

donde $\tau = \frac{m}{k}$ es, como vemos un tiempo característico que nos indica cómo decae exponencialmente la perturbación, para llegar al equilibrio.

Podemos entonces, por analogía, plantear como ecuación del movimiento de una carga e en un campo eléctrico constante \underline{E} , la siguiente:

$$m \left[\frac{dv_D}{dt} + \frac{1}{\tau} v_D \right] = e E \quad (2.5)$$

una de cuyas soluciones particulares es

$$v_D = \frac{e \tau E}{m} \quad (2.6)$$

Esta solución representa una situación en la cual la velocidad de translación no varía con el tiempo, esto es, cuando $dv_D/dt = 0$. Este término representa los efectos inerciales y deberá incluirse en aquellos problemas en los cuales \underline{E} no es constante sino que varía con el tiempo.

Pasemos así a ver la forma que tendrá, en condiciones estacionarias, la densidad de corriente. Esta densidad de corriente \underline{j} se define, como ya es sabido, como la carga eléctrica transportada por unidad de área en la unidad de tiempo. El número neto de electrones que pasa en esas condiciones es $N v_d$, siendo N el número de electrones por unidad de volumen. Por tanto la densidad de corriente será:

$$\underline{j} = N e v_d \quad (2.7)$$

Utilizando (2.6) nos queda para el estado estacionario

$$\underline{j} = (N e^2 \tau / m) \underline{E} \quad (2.8)$$

lo que demuestra que la corriente es directamente proporcional al campo eléctrico. Hemos establecido así la ley de Ohm.

La conductibilidad eléctrica σ se define por la relación

$$j = \sigma E \quad (2.9)$$

con lo que, mediante (2.8) nos conduce al importante resultado:

$$\sigma = Ne^2 \tau / m \quad (2.10)$$

Como la resistividad ρ se define como el recíproco de la conductividad, tenemos

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{m}{Ne^2 \tau} \quad (2.11)$$

El significado físico de la expresión (2.8) es claro. En efecto, la carga transportada es, evidentemente, proporcional a la densidad de carga Ne ; el factor e/m resulta del hecho de que la aceleración en un campo eléctrico determinado, es proporcional a e e inversamente proporcional a la masa m ; τ representa el tiempo durante el cual el campo actúa sobre el portador, destruyendo la colisión que sigue todo recuerdo de la velocidad de translación adquirida. La teoría cuántica no modifica apenas este resultado, más bien lo que indica es cómo realizar un cálculo teórico del tiempo de relajación a partir de los principios básicos.

Resulta instructivo estimar, a partir de la conductividad observada, el orden de magnitud del tiempo de relajación τ a partir de (2.10). Tomemos el cobre a temperatura ambiente. Según las tablas existentes, el valor de la resistividad es de $1,7 \times 10^{-6}$ ohm-cm o lo que es igual, $\sigma \approx 6 \times 10^5$ (ohm x cm) $^{-1}$. Si suponemos ahora, como parece razonable, que cada átomo de cobre en el metal contribuye con un electrón de valencia a la banda de conducción⁽¹⁾, la concentración N de electrones de conducción con esta hipótesis será igual al número de átomos de cobre por unidad de volumen. Por ello puede obtenerse dividiendo el número de Avogadro por el volumen molar. A su vez, este volumen equivale al peso molecular dividido por la densidad, o sea,

$$\text{Volumen molar} = \frac{63,5}{8,94} = 7,1 \text{ cm}^3$$

por lo tanto:

$$N = 6,025 \times 10^{23} / 7,1 = 8,5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

⁽¹⁾ La configuración del estado fundamental del átomo libre de cobre es

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s$$

con lo que el electrón de valencia del cobre es el electrón $4s$ mientras que los otros electrones en capas completas forman el núcleo del ión.

Así, tenemos:

$$\tau = \frac{\sigma m}{Ne^2} \approx 2,5 \times 10^{-14} \text{ seg.}$$

Este resultado, con la materia vista hasta aquí, no puede juzgarse si es o no correcto. Sin embargo podemos adelantar que es del orden de tres órdenes de magnitud inferior a lo que experimentalmente puede obtenerse, esto es, de aproximadamente 10^{-11} seg.

Conjuntamente con el tiempo de relajación, aparecen otros parámetros que definen igualmente las características del conductor. Son estos el camino libre medio y la movilidad. Ambos, como veremos, pueden definirse a partir del tiempo de relajación anterior.

El camino libre medio Λ puede definirse por la relación

$$\Lambda = \tau u \quad (2.12)$$

siendo u una velocidad media de los electrones, convenientemente elegida, y que aproximadamente puede calcularse a partir de la ecuación $\frac{1}{2} m u^2 = E_F$ siendo E_F la energía de Fermi. No daremos más detalles de este punto ya que requerirían una base de la cual aún no disponemos. Solo indicaremos que u , para el cobre, es de aproximadamente $1,6 \times 10^8$ cm/seg. y junto con un $\tau \approx 2 \times 10^{-14}$ seg. a la temperatura ambiente, conduce a $\Lambda \approx 3 \times 10^{-6}$ cm, o sea, unas 100 veces la constante de la red del cobre. Los datos experimentales confirman, muy de cerca, este valor.

El segundo parámetro definido, y que como el anterior está relacionado con el tiempo de relajación, es la movilidad μ . Su definición es, simplemente, la velocidad de translación por unidad de campo eléctrico, esto es:

$$\mu = v_D/E = e\tau/m \quad (2.13)$$

de acuerdo con (2.6). A fin de obtener una idea del orden de magnitud de la movilidad, consideremos el cobre a temperatura ambiente.

$$\mu \approx \frac{1,6 \times 10^{-19} \times 2,5 \times 10^{-14}}{9,11 \times 10^{-31}} = 0,44 \times 10^{-2} \text{ cul seg/Kg} \\ \approx 44 \text{ cm}^2/\text{volt seg.}$$

La movilidad, como se verá en la Física de los Dispositivos Electrónicos, es una magnitud especialmente útil en el tratamiento de los semiconduc-

tores.

2.2.2. - RESISTIVIDAD ELECTRICA DE LOS CONDUCTORES. -

Una vez vistos los principales parámetros que intervienen en la teoría de Drude, pasemos a ver, desde un punto de vista fenomenológico qué influencias tiene la temperatura sobre la resistividad de un metal.

Diremos, en primer lugar, que el rango de los valores de la resistividad en los metales es bastante amplio: desde 0,0016 para la plata hasta unos 10 ohm x mm²/m para las aleaciones hierro-cromo-aluminio. Esto es, cubren un rango de tres órdenes de magnitud. La tabla 2.1 da los valores de la resistividad de los principales conductores.

Como hemos visto, el valor de la resistividad depende básicamente del tiempo de relajación del electrón en un conductor dado, que a su vez, dependerá de la estructura del dicho conductor. Ello es debido a lo que se dijo de que las colisiones venían originadas por las imperfecciones térmicas o estructurales. Analicemos esto ahora con un poco de más detalle.

Los dos casos extremos que puede encontrarse en un conductor son el de un metal con estructura cristalina y el de uno amorfo. Experimentalmente - podría obtenerse que el primero posee una resistividad mucho menor que el segundo. Y también, que esta resistividad aumenta con la temperatura. El análisis de estos hechos es bastante complejo y solo puede llevarse a cabo con la ayuda de la teoría cuántica del estado sólido. La explicación que se dará aquí es solamente una descripción elemental de lo que allí puede estudiarse.

A temperaturas muy bajas los núcleos de los átomos constituyentes de una malla cristalina se encontrarían prácticamente en reposo. Según va siendo mayor la temperatura, van adquiriendo una cierta energía térmica que se traduce en unos ciertos movimientos vibratorios. Estos movimientos no pueden tener frecuencias y amplitudes arbitrarias, sino que solamente pueden tener unos determinados valores. Se dice así que los movimientos de la malla cristalina están cuantificados denominándose fonón a cada uno de sus cuantos de energía. Pues bien, sin entrar en más detalles, estos movimientos de la red cristalina afectarán, como es de suponer, a los desplazamientos de los electrones en el interior del cristal, haciendo que cuanto mayor sea la temperatura, mayor serán las vibraciones de la malla cristalina y como consecuencia, será menor el camino libre medio aumentando así la resistividad. Una curva típica de este hecho es la variación de la resistividad del cobre con la temperatura, que puede verse en la Fig. 2.1. El salto brusco que puede verse para 1083°C correspon-

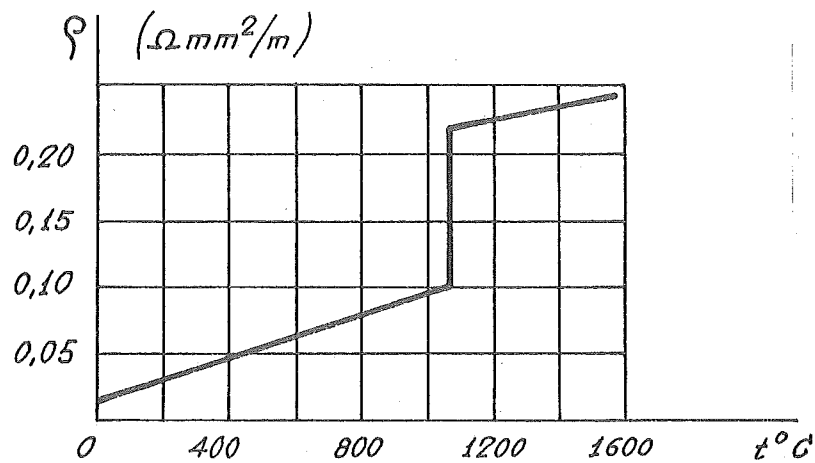


Fig. 2.1.

TABLA 2.1.

CARACTERISTICAS BASICAS DE LOS METALES MAS USADOS EN INGENIERIA
ELECTRONICA (A 20°C)

Metal	Punto de fusión $^{\circ}\text{C}$	Conductividad térmica $\text{cal/cm seg } ^{\circ}\text{C}$	Coefficiente de dilatación lineal $\alpha_L \times 10^6 \text{ grad}^{-1}$	Resistividad $\Omega \text{ mm}^2/\text{m}$	Coefficiente de temperatura de la resistividad $\alpha_{\rho}, \text{ grad}^{-1}$
Cobre	1083	0,93	16,5	0,0172	0,0043
Aluminio	657	0,5	24	0,028	0,0042
Hierro	1535	0,16	11	0,098	0,006
Níquel	1455	0,18	13	0,073	0,0065
Platino	1770	0,17	9	0,105	0,0039
Oro	1063	0,7	14,2	0,024	0,0038
Plata	961	0,99	19,3	0,016	0,004
Estaño	232	0,155	23,0	0,12	0,0044
Plomo	327	0,083	29	0,21	0,0037
Zinc	420	0,265	31	0,059	0,004
Mercurio	-39	0,024	61	0,958	0,0009
Indio	157	0,06	24,8	0,09	0,0047
Bismuto	271	0,019	13,4	1,16	0,0042
Tántalo	2977	0,13	6,5	0,135	0,0038

de al punto de fusión. Este es un hecho muy común para la mayoría de los metales, aunque en algunos, como el Ga y el Bi, ocurra lo contrario. Esto puede verse en la Tabla 2.2.

Para un margen pequeño de temperatura, como suele ocurrir en la práctica, la variación vista de la resistividad en función de la temperatura puede aproximarse por una línea recta, con lo que el valor de la resistividad al final de un cierto margen de temperatura T puede obtenerse de la relación

$$\rho_T = \rho_0(1 + \alpha_Q T) \quad (2.14)$$

donde ρ_0 es la resistividad al comienzo de dicho intervalo. El parámetro α_Q se denomina coeficiente medio de temperatura de la resistividad en ese margen dado de temperatura.

$$\alpha_Q = \frac{\rho_T - \rho_0}{\rho_0 T} \text{ (grado}^{-1}\text{)} \quad (2.15)$$

La relación diferencial para α_Q a una cierta temperatura t tiene la forma:

$$\alpha_{Q,t} = \frac{1}{\rho_t} \frac{d\rho}{dt} \text{ (grado}^{-1}\text{)} \quad (2.16)$$

Los valores de α_Q para metales puros están muy próximos entre sí (véase la Tabla 2.1) pudiendo escribirse aproximadamente

$$\alpha_Q \approx \frac{1}{273} \approx 0,004 \text{ (grado}^{-1}\text{)} \quad (2.17)$$

TABLA 2.2.

CAMBIO EN LA RESISTIVIDAD DE VARIOS METALES EN LA FUSION

METAL	Hg	Au	Sn	Zn	Cu	Ag	Al	Na	Ga	Bi
ρ_{liq}/ρ_{sol}	3,2	2,28	2,10	2,09	2,07	9,9	1,64	1,45	0,58	0,43

Cerca del cero absoluto la resistencia comienza a caer rápidamente, aproximadamente siguiendo una ley que es proporcional a la quinta potencia de la temperatura absoluta, pasando un cierto número de metales a ser superconductores cerca del cero absoluto. Este tema será visto con más detalle en un capítulo

posterior: el dedicado a la Superconductividad.

Volvamos entonces al tema original que era el de qué influía sobre la resistividad. Decíamos que según aumentaba la temperatura aumentaba la resistividad. Según la teoría cuántica, un electrón libre podría moverse en un cristal perfecto sin ninguna pérdida de energía o lo que sería igual, con resistividad nula. Esto, como ya hemos visto, sería solo a 0°K, ya que a cualquier otra temperatura aparecerían fonones que podrían alterar el movimiento libre de los electrones por choques. Pero aún en el caso de bajar a 0°K, se llegaría a medir una cierta resistividad en un conductor real. Esto se debe a la presencia de impurezas, contornos de granos, dislocaciones, vacancias y cualquier otro tipo de imperfecciones que se presentarán en cualquier material real. Todas estas imperfecciones dispersarán electrones.

Podemos decir entonces que la resistividad total de metales puros y aleaciones puede tomarse como la suma de dos términos: una componente térmica, ρ_T , originada por las vibraciones de la red, y otra denominada resistividad residual ρ_r , originada por impurezas e imperfecciones estructurales. Esta última es independiente de la temperatura. Queda así:

$$\rho = \rho_T + \rho_r = \frac{1}{\sigma} \quad (2.18)$$

Esta ecuación se conoce como regla de Matthiessen. La verificación experimental de esta regla puede verse en la Fig. 2.2 para una serie de aleaciones de Cu con Ni. En ella puede observarse cómo afecta la presencia de níquel en la aleación a la resistividad superficial, aumentando según aumenta el contenido de níquel. La regla de Matthiessen pasa a ser menos exacta para altas temperaturas o para altos niveles de impurezas.

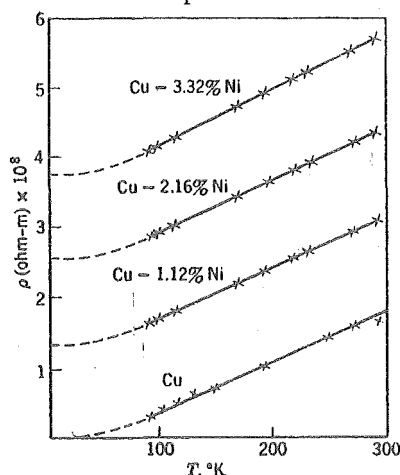


Fig. 2.2. Resistividad eléctrica de aleaciones Cu-Ni en función de la temperatura. (Según J.O. Linde, Annalen der Physik, Vol. 5, pág. 15, 1932).

Por todo lo anterior, una forma muy sencilla de estimar la pureza y la perfección de un conductor es, simplemente, medir el valor del cociente entre las resistividades a temperatura ambiente y a la temperatura del Helio líquido, esto es $\rho(298\text{°K})/\rho(4,2\text{°K})$. A $4,2\text{°K}$, se verifica $\rho \approx \rho_r$ y por ello, el cociente de resistividades es, aproximadamente $(\rho_T(298) + \rho_r)/\rho_r$. Para metales muy puros y perfectos estructuralmente, esta relación puede alcanzar valores muy elevados. Así, después de un refinamiento de zona (técnica que se verá en la tecnología de semiconductores) se han encontrado valores de 10^5 . En cambio, para materiales de pureza comercial, los valores de 10^2 y aún menores, son comunes. En algunas aleaciones, puede llegar a valer la unidad.

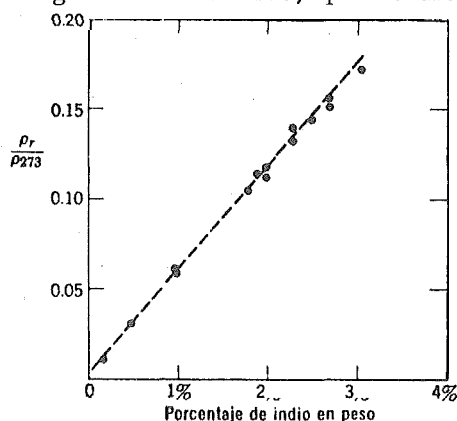


Fig. 2.3. La resistividad residual de soluciones diluidas de indio en estaño, ilustrando la regla de Nordheim. (Según A.B. Pippard, Proc. Roy. Soc. (Londres), Serie A, Vol. 248, pág. 97, 1955).

Como puede verse en la Fig. 2.3, la adición de una impureza eleva la resistividad residual. La dependencia de ρ_r con una única impureza viene dada por la expresión

$$\rho_r(x) = A x (1-x) \quad (2.19)$$

donde x es la concentración y A una constante que depende de los metales que constituyen la base y la impureza. El valor de A aumenta con la valencia, el tamaño atómico y diferencias entre los dos materiales. Esta ecuación se denomina regla de Nordheim. Para soluciones muy diluídas, $x \ll 1$ y la ecuación (2.19) pasa a ser

$$\rho_r(x) \approx Ax \quad (2.20)$$

La fig. 2.3. ilustra este comportamiento cuando ρ_r se mide directamente. Aún a temperatura ambiente, la resistividad aumenta linealmente con la concentra -

ción, según puede verse en la Fig. 2.4. El incremento lineal depende de Q_r manteniéndose Q_T practicamente constante.

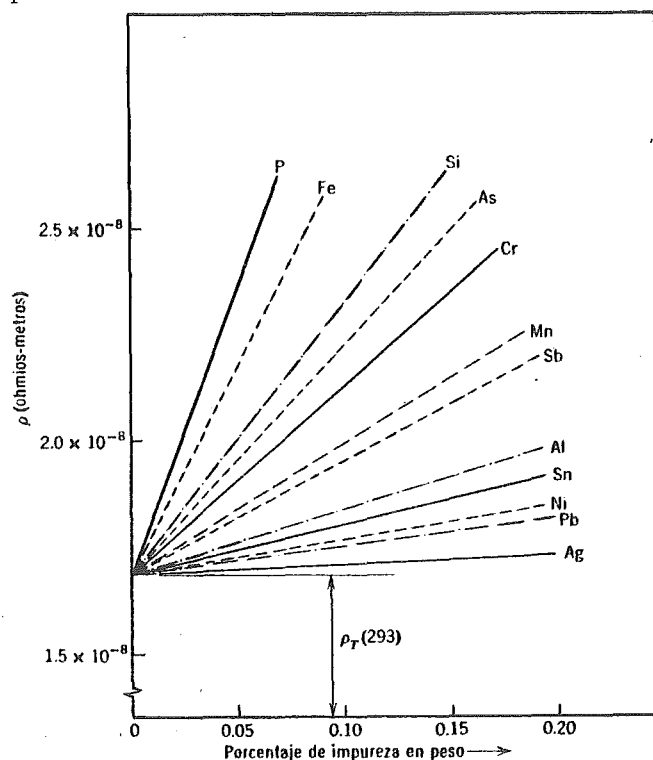


Fig. 2.4. El efecto de pequeñas adiciones de varios elementos en la resistividad eléctrica del cobre a temperatura ambiente. (Según F. Pawlek y K. Reichel, Zeitschrift für Metallkunde, Vol. 47, pág. 347, 1956).

Ya que, como se ha dicho repetidas veces, la resistividad residual resulta de la dispersión de los electrones por imperfecciones e impurezas, se verá afectada no solo por la concentración de las mismas, sino también por las posibles diferencias en su distribución dentro del material base. Así, según se verá, si hay ocasión, más adelante, la resistividad puede alterarse por la forma de procesar el metal, esto es, por trabajo en frío, por enfriamiento rápido o por irradiación con neutrones. Estos procesos introducen un exceso de vacancias, de dislocaciones o de átomos intersticiales en la malla. En cambio, tratamientos térmicos, que rebajan o cambian la distribución de imperfecciones, pueden disminuir la resistividad.

Como consecuencia de todo lo anterior, pueden emplearse medidas de la resistividad de un metal, para determinar el cambio que ha experimentado el mismo después de un proceso mecánico o térmico.

2.2.3.- RESISTIVIDAD ELECTRICA DE SOLIDOS MULTIFASE.-

Pasemos ahora a estudiar la variación de la resistividad eléctrica con

la composición, cuando se encuentran presentes una o más fases. En un sistema binario con solamente una solución sólida (solubilidad sólida completa) podemos emplear la ecuación (2.19) para dibujar las curvas parabólicas correspondientes a cada componente puro, con un máximo al 50 por ciento. Así, un ejemplo de los cambios de resistividad en un diagrama de una solución binaria sólida es la mostrada en la Fig. 2.5. Todas las aleaciones sólidas no tienen por qué exhibir el máximo alrededor del 50 por ciento de concentración. En el diagrama mostrado, ρ_A y ρ_B son las resistividades, a la temperatura T_0 tomada, de los metales A y B con una pureza del 100 % respectivamente.

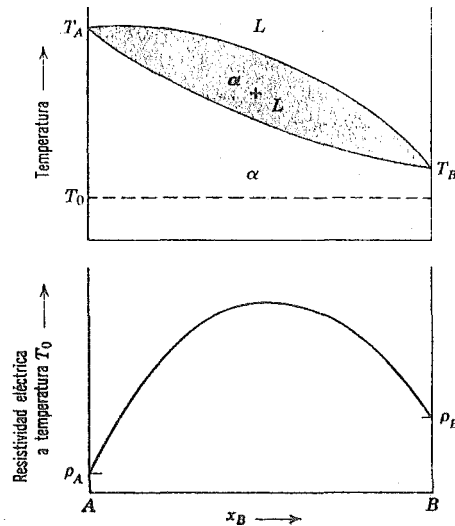


Fig. 2.5. Resistividad eléctrica en función de la composición en un sistema de aleación de solución sólida binaria.

En aleaciones de dos fases, la situación es algo más complicada. A fin de simplificar el problema geométrico, tomemos un modelo de una mezcla de dos fases ($\alpha + \beta$) distribuidas de forma aleatoria. Sea V_α la fracción de volumen con α presente y V_β la de con β . La resistencia de una varilla compuesta por una aleación de las dos fases, y con sección A y longitud l, será:

$$R_{(\text{varilla})} = \rho_e \frac{l}{A} = \frac{V}{I} \quad (2.21)$$

siendo V e I la tensión entre sus terminales e I la corriente que circula entre ellos. ρ_e será la resistividad equivalente de la aleación.

Dividamos ahora a la varilla en un mazo de N fibras paralelas de longitud l y sección transversal A/N siendo N un número muy grande. Una de estas fibras es la representada en la Fig. 2.6. Un número muy reducido de fi-

bras tendrán los contornos de sus fases paralelos al eje de la varilla. La mayor parte, los tendrá transversal. La fibra tendrá, entonces, un cierto volumen de α en serie con otro de β . La longitud de fibra compuesta solo de material β será $V_\beta l$ y la de α , $V_\alpha l$. La resistencia de las dos en serie será:

$$R_{(fibra)} = \frac{\rho_\alpha V_\alpha l}{(A/N)} + \frac{\rho_\beta V_\beta l}{(A/N)} \quad (2.22)$$

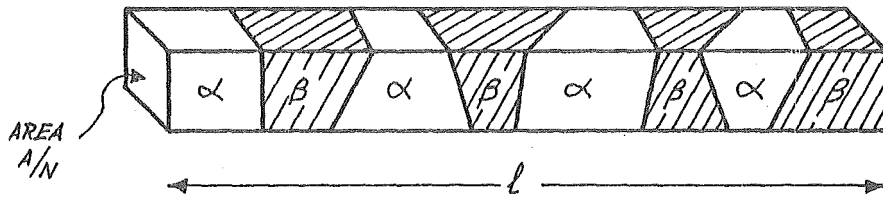


Fig. 2.6. Fibra de sección transversal infinitesimal, seccionada de una muestra con resistividad bifásica.

y ya que la varilla total está compuesta por N pequeñas fibras en paralelo

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_N} = \frac{1}{R_{(varilla)}} = \frac{N}{R_{(fibra)}} = \frac{A}{(\rho_\alpha V_\alpha + \rho_\beta V_\beta) l}$$

de donde combinando (2.21) y (2.23) se obtiene:

$$\rho_e = \rho_\alpha V_\alpha + \rho_\beta V_\beta \quad (2.24)$$

Así, la resistividad eléctrica de un material bifásico es una función lineal de las fracciones de volumen de las dos fases. Si las densidades no son muy diferentes, podrán usarse las fracciones de masa en lugar de las de volumen. La resistividad, como una función de la composición, puede calcularse en un sistema eutéctico, como puede verse en la Fig. 2.7. Si existe una fase intermedia presente, como es el caso de la Fig. 2.8, puede tratarse esta como otra solución sólida. La ley de mezcla, dada por la ecuación (2.24), predice que la resistividad ρ_r será siempre menor que el valor para la fase intermedia. En las Figuras 2.7 y 2.8, las parábolas son de mayor pendiente que en la Figura 2.5 debido a que una solubilidad sólida limitada, implica diferencias en tamaño atómico, valencia, estructura cristalina o electronegatividad. Todos estos hechos tienden a hacer de los átomos disueltos centros de dispersión más efectivos para los electrones de conducción, con lo que se aumenta la resistividad.

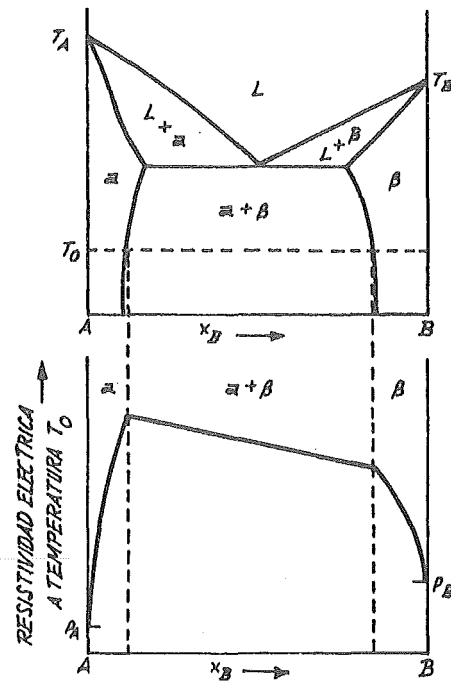


Fig. 2.7. Resistividad eléctrica en función de la composición en un sistema de aleación eutéctica binaria.

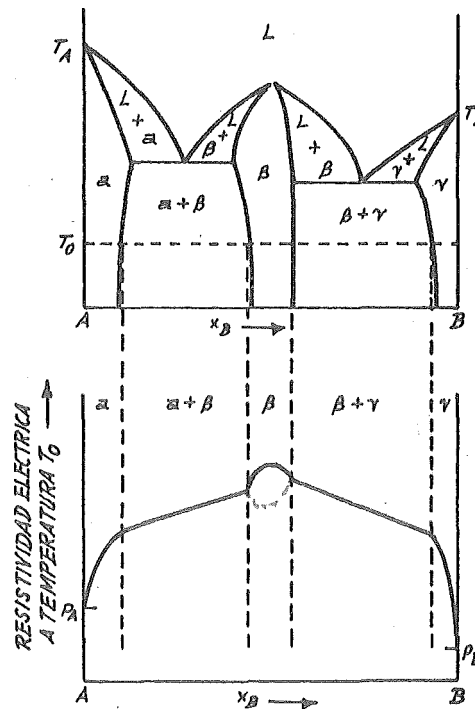


Fig. 2.8. Resistividad eléctrica para un sistema binario con una fase intermedia. -

2.2.4. - RESISTIVIDAD ELECTRICA DE SOLIDOS IONICOS. -

Aunque la mayor parte de las consideraciones hechas hasta aquí podían extenderse al caso de los sólidos iónicos, ya que existen también electrones de conducción, el número de los disponibles es realmente reducido. Por ello, si aparece una cierta corriente, más que ser debida a estos electrones, lo es al movimiento de los iones por difusión. Pero esta difusión es imposible a no ser que existan iones intersticiales o posiciones libres (vacancias). La conductividad iónica puede calcularse a partir del coeficiente de difusión para el ión considerado. No entraremos en el cálculo de la ecuación que nos representa el fenómeno, sino que se presentará directamente. Esta ecuación es:

$$\sigma_i = N_i^2 \frac{D}{kT} = \frac{N_i^2}{kT} D_0 e^{-Q/kT} \quad (2.25)$$

donde Q es la energía de activación para la difusión y N es la densidad de posiciones iónicas (de un tipo) por unidad de volumen.

2.3. - CONDUCTIVIDAD TERMICA: LEY DE WIEDEMANN-FRANZ. -

Como ya hemos dicho anteriormente, una de las propiedades más sorprendentes que poseen los metales es que, al mismo tiempo que son buenos conductores eléctricos, son también buenos conductores térmicos. Esto, que a primera vista puede parecer pura coincidencia, estudiado un poco más a fondo se presenta como derivado del propio hecho de la conducción, bien sea eléctrica o térmica. Y el hecho es que ambas conducciones tienen su base en el movimiento de los electrones. Por ello, si un material se presenta como buen conductor eléctrico es bastante lógico que sea, al mismo tiempo, buen conductor térmico: los portadores de energía, térmica o eléctrica, que son los mismos en ambos casos, tendrán análogas facilidades u obstáculos en sus movimientos. Por ello, las ecuaciones que gobiernan los fenómenos térmicos tienen grandes analogías con las de los eléctricos. No estudiaremos con el mismo detalle que se hizo para el caso eléctrico, los fenómenos térmicos, ya que estos solos serían tema de un capítulo completo. Nos limitaremos a señalar las similitudes y a plantear la ecuación que liga ambos fenómenos.

2.3.1. - CONDUCTIVIDAD TERMICA. -

La velocidad a la que se transfiere calor a través de un sólido viene determinado por la conductividad térmica, σ_T , y por el gradiente de temperatura.

ra, dT/dx . La Fig. 2.9 muestra una disposición esquemática para la medida de la conducción del calor. Si el flujo calorífico, q , se define como el número de calorías que pasan por unidad de tiempo y de superficie, se verifica:

$$\frac{H}{A} = q = -\sigma_T \frac{dT}{dx} \quad (2.26)$$

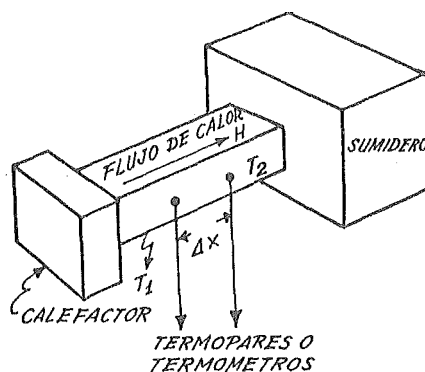


Fig. 2.9. Esquema para la medida de la conductividad térmica de una muestra de sección transversal A.

donde H es el flujo calorífico en el cal/seg y A la sección. El signo menos indica, como es habitual, que el calor fluye de las regiones de temperaturas altas a las de bajas. Vemos que esta ecuación, denominada ley de Fourier, presenta una analogía formal con la ley de Ohm vista anteriormente, y con la primera ley de Fick, que veremos en la teoría de la difusión.

Esta conductividad térmica depende, en un monocristal, de la dirección cristalográfica. En ingeniería, normalmente, los datos corresponden a policristales por lo que el valor dado es una media de los valores en las diferentes direcciones. La Tabla 2.3 y la Fig. 2.10 presentan datos típicos para σ_T .

Muy a menudo, como es el caso de los materiales laminados o trefilados, una gran parte de los granos que constituyen el material se encuentran alineados en una dirección cristalográfica; en esas condiciones el material se dice que posee una determinada "textura". El cristal presenta como consecuencia una cierta anisotropía para σ_T , esto es, las diferentes direcciones dejan de ser equivalentes para la conducción del calor.

TABLA 2.3.

CONDUCTIVIDADES TERMICAS A 300°K

MATERIAL	CAL/cm SEG °K
Al	0,53
Cu	0,94
Fe	0,18
Ag	1,00
C (Diamante)	1,5
Ge	0,14
Ni-Cr (70:30) s.s.	0,034
Cu-Zn (70:30) s.s.	0,24
Acero	0,12
NaCl	0,017
KCl	0,017
AgCl	0,0026
Vidrio	0,0019

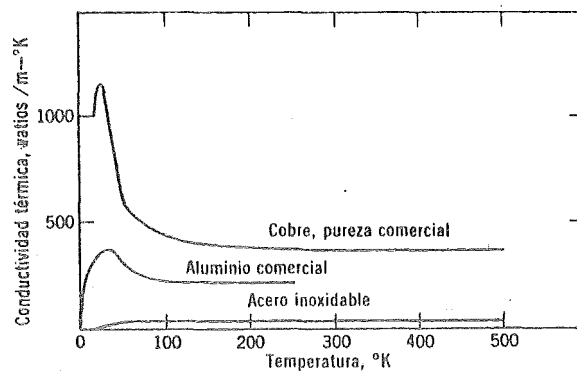


Fig. 2.10. Conductividad térmica a baja temperatura de tres materiales comerciales. (Del Cryogenic Materials Data Handbook, National Bureau of Standards, OTS PB 171809).

2.3.2. - LEY DE WIEDEMANN-FRANZ. -

Según hemos visto hasta aquí, la conductividad térmica está íntimamente relacionada con la eléctrica. Esto se pone de manifiesto con la ley experimental de Wiedemann-Franz, que establece dicha proporcionalidad. Sin entrar, como se ha dicho, en su demostración, dicha ley se expresa por la ecuación

$$\frac{\sigma_T}{\sigma} = LT \quad (2.27)$$

con T como temperatura absoluta y L una constante que, según la teoría del electrón libre, es igual para todos los metales y vale

$$L = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{K}{e} \right)^2 \approx 2,45 \times 10^{-8} \text{ watt-ohm/grad}^2 \quad (2.28)$$

esta cantidad se denomina número de Lorenz. Un estudio más detallado mediante la teoría cuántica de los fenómenos de transporte en los metales, demuestra que el número de Lorenz es únicamente independiente de la temperatura por encima de una cierta temperatura. A temperatura ambiente los valores observados están en excelente acuerdo con el resultado teórico, según puede verse en la Tabla 2.4. Como prueba de su variación, mencionaremos el hecho de que el cobre puro, a la temperatura del hidrógeno líquido ($\sim 15^\circ\text{K}$), presenta un número de Lorenz inferior en un orden de magnitud a su valor a la temperatura ambiente.

TABLA 2.4.

NUMEROS DE LORENZ (VALORES EXPERIMENTALES)

$L \times 10^{-8} \text{ watt-ohm/grad}^2$

Metal	Ag	Au	Cd	Cu	Ir	Mo	Pb	Pt	Sn	Zn	W
0°C	2,31	2,35	2,42	2,23	2,49	2,61	2,47	2,51	2,52	2,31	3,04
100°C	2,37	2,40	2,43	2,33	2,49	2,79	2,56	2,60	2,49	2,33	3,20

2.4. - EFFECTOS TERMOELECTRICOS. -

El término "efecto cruzado" describe un fenómeno en el que una fuerza excitatriz, como por ejemplo, un campo eléctrico, produce un efecto secun-

dario, tal como un flujo de calor, en adición al efecto primario que, en este caso, sería una corriente eléctrica. Los efectos cruzados, aunque relativamente de pequeño valor, son importantes tanto desde un punto de vista científico como técnico. Como ejemplo, y este es el caso que vamos a considerar aquí, los efectos termoelectrónicos son la base de los termopares y de la conversión directa de calor en corriente eléctrica. Pasemos así a ver qué entendemos por termoelectricidad.

2.4.1.- TERMOELECTRICIDAD. -

Tomemos la varilla conductora mostrada en la Fig. 2.11 la cual tiene uno de sus extremos a temperatura elevada, mientras que el otro se encuentra frío. En el extremo caliente los electrones, debido a la energía térmica, serán excitados a niveles de energía superior, en número mayor al que existiría en equilibrio térmico. En el extremo frío, por el contrario, muy pocos electrones se encontrarán excitados en niveles superiores. Debido a ambos hechos se producirá un desequilibrio entre las concentraciones de electrones en las bandas de conducción de ambos extremos. Este gradiente se traducirá en un fenómeno de difusión por el cual los electrones de la zona caliente tenderán a ir a la fría. Con ello, el extremo mantenido a menor temperatura adquirirá una carga negativa mientras que la que se encuentra a temperatura alta, la adquirirá positiva. El resultado es una diferencia de potencial inducida entre los extremos de la varilla. Esta tensión inducida originará una corriente que será igual al valor de dicha tensión dividida por la resistencia eléctrica de la varilla. Se alcanzará el equilibrio cuando la corriente sea igual al flujo de electrones debido a la diferencia de temperaturas, manteniéndose entonces constante el voltaje. Debe hacerse notar que la tensión inducida entre extremos depende solamente de las temperaturas de dichos extremos, y no de cómo es la variación a lo largo de la varilla.

Supongamos ahora que, para medir la tensión creada, se conecta un voltímetro entre los extremos de la varilla según se muestra en la Fig. 2.11. Si los hilos de conexión, 1, son del mismo material que la varilla, 2, la diferencia de temperaturas inducirá el mismo voltaje en los hilos de conexión que en la varilla por lo que no aparecerá ninguna medida en el voltímetro. Por otra parte, si las conexiones son de otro metal, se inducirá una tensión diferente en 1 que en 2, con lo que el medidor registrará una tensión neta $V_1 - V_2$. Si se aumenta la diferencia de temperaturas, $T_1 - T_2$ en una pequeña cantidad, ΔT ,

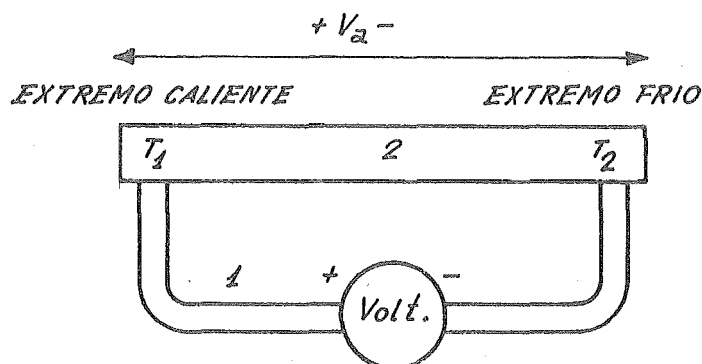


Fig. 2.11. Esquema del circuito usado para medir la fuerza electromotriz térmica.

las tensiones inducidas aumentarán también en otra pequeña cantidad. El voltaje neto, designado por V_{12} , cambiará. La relación entre el cambio de tensión y el de temperatura, se define como potencia termoeléctrica, S_{12} , de la unión 1-2:

$$S_{12} = \frac{dV_{12}}{dT} = \frac{dV_1}{dT} - \frac{dV_2}{dT} = S_1 - S_2 \quad (2.29)$$

Aunque S_{12} se denomina potencia termoeléctrica de la unión, no es en realidad una propiedad de la unión. Depende solamente de las propiedades del bloque, S_1 y S_2 , de los dos materiales. El término potencia, aunque no es realmente apropiado, está adoptado de forma general. A veces se denomina también coeficiente de Seebeck.

El voltaje inducido térmicamente, V_{12} , se denomina potencial de Seebeck y es usado muy frecuentemente en la medida de temperaturas. Para ello, una unión del termopar, como llamaremos a partir de ahora a la unión de dos metales diferentes, se mantiene a una temperatura conocida y constante. Las potencias termoeléctricas se encuentran recopiladas para un gran número de materiales y pares, siendo el termopar calibrado un artículo comercial bastante común. Los más empleados son cobre (hasta los 315°C), Constantan (60 Cu - 40 Ni) e hierro (ambos hasta los 950°C), Cromel (90 Ni-10 Cu) y Alumel (94 Ni - 2 Al - 3 Mn - 1 Si), ambos hasta los 1.200°C. Para temperaturas hasta los 1.500°C, se emplean termopares de platino y varias aleaciones de platino-rodio, mientras que para temperaturas superiores se usan aleaciones tung-

teno-renio.

A temperaturas ambiente y superiores, los potenciales termoeléctricos se encuentran dentro del margen de los milivoltios; en cambio, para temperaturas bajas los potenciales se encuentran normalmente en el rango de los microvoltios.

La potencia termoeléctrica es muy sensible a los defectos estructurales por lo que los materiales que se empleen para termopares han de ser trabajados de una forma muy cuidadosa. En general, todo aquello que aumente la resistividad, tal como el trabajo en frío, aumentará también la potencia termoeléctrica.

2.4.2.- EFECTO THOMSON.-

Tomemos una varilla, tal como la de la Fig. 2.12 que tiene uno de los

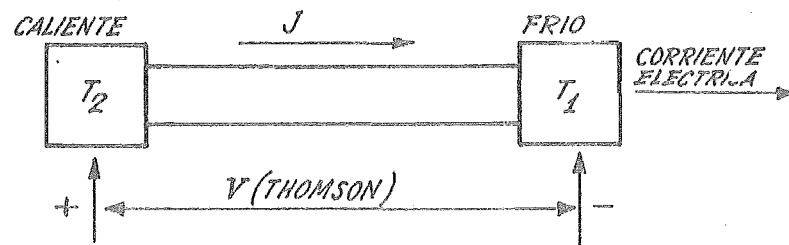


Fig. 2.12. Ilustración esquemática del efecto Thomson. Además del voltaje por la ley de Ohm, se observa otro voltaje debido a la diferencia de temperatura. Al pasar corriente se absorbe o emite calor adicional dependiendo de las direcciones de la corriente y del gradiente térmico.

extremos frío y el otro caliente. En esas condiciones los extremos aparecerán cargados y como consecuencia, existirá una diferencia de potencial entre ellos. Si una corriente eléctrica convencional pasa por la varilla desde el extremo caliente al frío, los electrones circularán del extremo frío al caliente ya que, como sabemos, irán del extremo negativo al positivo.

Esto aumentará sus energías potenciales al absorber energía en forma de calor. Si el flujo de corriente es invertido, los electrones perderán energía potencial por la emisión de calor. Esta absorción o devolución de calor deberá sumarse a la pérdida de potencia, I^2R , por efecto Joule.

Esta absorción o emisión de calor se denomina efecto Thomson, y la relación:

$$\frac{dQ(\text{Thomson})}{dt} = - \mu_T J_x \frac{dT}{dx} \quad (2.30)$$

define el coeficiente de Thomson, μ_T . J_x y dT/ds son la densidad de corriente y el gradiente térmico a lo largo de la varilla de la Fig. 2.12. dQ/dt es la variación de calor por unidad de volumen, por segundo.

2.4.3.- EFECTO PELTIER. -

El tercer efecto termoeléctrico, representado en la Fig. 2.13 es el efecto Peltier. Cuando se hace pasar una cierta corriente a través de una unión termoeléctrica, de acuerdo con el sentido con que lo haga se absorberá o desprenderá calor. El calor Peltier, π_{12} , se define como el calor desprendido en la unión por unidad de tiempo y por unidad de corriente eléctrica circulando de 1 a 2, o

$$\frac{dQ(\text{unión})}{dt} = \pi_{12} \quad (2.34)$$

De aquí se ve que $\pi_{12} = -\pi_{21}$.

En la discusión del efecto Thomson, se estableció que los electrones podían convertir calor en energía potencial y viceversa. En general, los electrones pueden transportar calor en forma de energía térmica o de energía potencial. De hecho, la cantidad de calor que pueden transportar los electrones depende de la temperatura, de los campos eléctricos presentes, y del material a través del cual circulan los electrones. Así, el calor transportado será diferente según el material que se tome y por ello diferirán sus potencias termoeléctricas y su coeficiente de Thomson. Cuando, en la Fig. 2.13. los electrones pa-

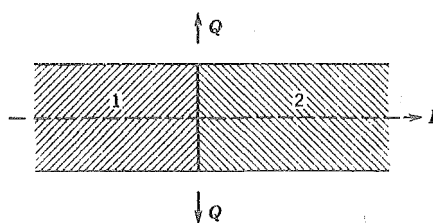


Fig. 2.13. Esquema del efecto de Peltier. Si se hace pasar corriente a través de la unión 1-2 en una dirección, se emite calor. Si la dirección de la corriente se invierte, se absorbe calor.

san del material 1 al 2, cambian la cantidad de calor que llevan consigo, y la diferencia será, bien absorbida o desprendida, de acuerdo con el sentido en que circulen. Como consecuencia, el efecto Peltier será proporcional a la diferencia de calor que posean los electrones de conducción en cada uno de los dos

materiales. El calor Peltier absoluto puede definirse de análoga forma a la potencia termoeléctrica absoluta.

$$\pi_{12} = \pi_1 - \pi_2 \quad (2.32)$$

Según todo lo visto hasta aquí, vemos que ni el efecto Peltier ni el Seebeck dependen de la naturaleza de la unión entre los dos materiales. Esta unión puede haber sido obtenida por soldadura, por fusión o por cualquier otra técnica. Los resultados son los mismos: el efecto es debido al bloque de material y no a propiedades de la unión.

2.4.4.- RELACIONES DE KELVIN (THOMSON). -

Como hemos visto, son tres los parámetros que describen el comportamiento termodinámico de un material; eran estos, la potencia termoeléctrica S , el coeficiente de Thomson μ_T y el calor de Peltier π . Estas cantidades no son independientes. Thomson, aplicando las dos primeras leyes de la Termodinámica, demostró que solamente se necesita una de ellas para obtener las otras dos. Las relaciones que guardan entre sí son:

$$\begin{aligned} \mu_T &= T \frac{dS}{dT} \\ \pi &= T S \end{aligned} \quad (2.33)$$

Así, si se conoce S en función de la temperatura, estas dos ecuaciones permiten calcular π y μ_T . Si, en cambio, es μ_T la que es conocida, por integración se obtendría:

$$S(T) - S(0) = S(T) = \int_0^T \frac{\mu_T}{T} dT \quad (2.34)$$

Habiendo eliminado $S(0)$ ya que la tercera ley de la Termodinámica implica que todos los efectos termodinámicos desaparecen a 0°K.

2.5.- DILATACION TERMICA. -

La mayor parte de los sólidos, y los metales no son una excepción, experimentan una dilatación al ser calentados, sin que haya habido transformación de fase. No entraremos en el análisis de las causas que originan tal dilatación ya que precisaríamos de una base de teoría atómica de la cual aún no dispone -

mos. Unicamente nos limitaremos a enunciar el parámetro que la define. Este parámetro es el coeficiente lineal de dilatación térmica y su expresión es:

$$\alpha_L = \frac{1}{l} \left[\frac{dl}{dT} \right] (\text{grado}^{-1}) \quad (2.35)$$

Este coeficiente posee un interés extraordinario, no solo por el hecho de sus efectos inmediatos (dilataciones entre dos puntos de un conductor), sino debido a su uso para el cálculo del coeficiente de temperatura de la resistencia de los conductores, gracias a la relación

$$\alpha_R = \alpha_Q + \alpha_L$$

donde α_L y α_Q son los coeficientes de dilatación térmica y de temperatura de la resistividad, respectivamente.

La demostración de esta igualdad se deja como ejercicio al lector.

El coeficiente de dilatación lineal está íntimamente relacionado con el punto de fusión de los metales. Así, los que poseen un valor elevado de α_L fundirán a bajas temperaturas mientras que en aquellos en que es bajo, tendrán un alto punto de fusión. Dejaremos únicamente consignado esto como hecho ya que su justificación se vale de nuestros límites.

3 . MATERIALES RESISTIVOS

3. MATERIALES RESISTIVOS

3.1 INTRODUCCION. -

Evidentemente, y según hemos visto en el capítulo anterior, los materiales conductores estudiados pueden considerarse, y así lo hemos hecho, como materiales resistivos ya que, de hecho, presentaban una cierta resistencia a la temperatura normal de trabajo. Pero, desde el momento en que los órdenes de magnitud de las resistividades en juego son muy pequeños, en contadas ocasiones se suele considerar a aquellos como verdaderamente resistivos, quedando esta denominación para los que sus resistividades son ya del orden de $10^{-5} \Omega \text{ m}$ o superiores. Su constitución y composición ha de ser entonces diferente de las que hemos estudiado por lo que es necesario dedicar a ellos un capítulo independiente.

Estudiaremos aquí, entonces, aquellas composiciones normalmente empleadas en la confección de resistores, conjuntamente con su tecnología de fabricación y las propiedades que de ella se derivan. Veremos, igualmente, aunque sin entrar de lleno en ellas, las diferentes características que pueden aplicarse en un mismo material, según se encuentre en bloque o en película fina.

3.2. CARACTERISTICAS GENERALES DE LOS MATERIALES RESISTIVOS. -

Las siguientes características constituyen los puntos fundamentales en las propiedades y requisitos de los materiales resistivos.

3.2.1. RESISTIVIDAD Y RESISTIVIDAD SUPERFICIAL. -

En el capítulo anterior hemos visto ya, de una forma más o menos detallada, las propiedades esenciales de la resistividad de un material en bloque. Vimos así que, conocidas con la suficiente exactitud las dimensiones del conductor y pudiendo medir su resistencia, era fácil llegar, de estos valores, a conocer la resistividad. Pero éste no es el caso cuando se trata con conductores dispuestos en forma pelicular. Es, en la mayor parte de las ocasiones difícil de medir el espesor de la película y en otras, la resistividad puede variar según la profundidad. Todo ello hace que resistividad y espesor de la película se agrupan en un único parámetro denominado "resistividad superficial" con lo que se obtiene

$$R = \rho \frac{l}{a \cdot b} = \frac{\rho}{a} \cdot \frac{l}{b} = \rho_s \frac{l}{b}$$

siendo l la longitud del conductor; b , su anchura, a , su profundidad y ρ_s la resistividad superficial. Vemos de esta expresión, que las unidades en que se mide ρ_s son ohmios. Pero ya que si hacemos $l=b$, resulta que es $R=\rho_s$, el valor de ésta resistividad superficial se suele expresar más comunmente en "ohmios/cuadro", indicando con ello que su valor sería el de una resistencia de forma cuadrada, independientemente de sus dimensiones. Esto es, presentaría igual resistencia un cuadrado de $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ que otro de $1\text{m} \times 1\text{m}$. La multiplicación por l/b implica afectar el anterior resultado por la forma superficial que posea el resistor, o mejor aún, por la relación existente entre sus dimensiones de longitud y anchura. A este cociente se le denomina "razón de aspecto" y vemos que, análogamente a la resistividad superficial, su valor depende solo de la relación entre dimensiones y no del valor absoluto de las mismas. Similarmente al caso anterior podemos ver que presentaría la misma resistencia un resistor de dimensiones $10\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ que otro de $10\text{ cm} \times 1\text{ cm}$. El dimensionado de un resistor aparece así sin determinar unívocamente, sólo con el dato de su valor ohmico y el de la resistividad superficial del material que se emplea. La determinación completa aparecerá cuando se de el dato de su potencia a disipar. Esto se verá más adelante.

3.2.2. ESTABILIDAD. -

La permanencia del valor resistivo en un resistor puede depender de varios factores. En primer lugar el material deberá ser metalúrgicamente estable, esto es que sus propiedades físicas, y por ello su resistividad, permanezcan invariables con el tiempo. En la superficie pueden presentarse cambios químicos debido a una acción electrolítica presente bajo ciertas condiciones de humedad o a una oxidación, efectos ambos que llegarán a modificar el espesor efectivo del elemento, y con mucha mayor importancia para el casos de los resistores de película fina.

Igualmente variaciones en los esfuerzos mecánicos que se pueden producir en el resistor, cambian la resistividad en algunos casos de forma notable por lo que es necesario un proceso de "templado" antes y después de la fabricación del mismo.

Estas, y otras causas, son por lo general muy dependientes de la temperatura ocurriendo sobre todo en la denominada "infancia" del resistor hecho este que habrá de repercutir en la fiabilidad del mismo.

3.2.3. RUIDO. -

Todos los resistores, y en general todos los dispositivos, poseen intrínsecamente un ruido debido a causas térmicas denominado ruido Johnson. Este ruido describe las fluctuaciones que aparecen en el voltaje en bornas de un elemento disipativo de un circuito, en éste caso un resistor, debido al movimiento térmico de los portadores de corriente. La razón de su importancia, que el alumno verá con mucho mayor detalle en otras asignaturas, estriba en el hecho de que siempre aparecerá en un circuito sumado a la señal que se está tratando lo cual es una perturbación indeseable. Veremos aquí, muy someramente éste tema, sin entrar de lleno en su estudio ya que se requeriría más tiempo del que se dispone, y algunos conocimientos estadísticos que el alumno aún no posee.

Un resistor, considerado en bloque, poseería siempre una neutralidad entre sus cargas que desaparece cuando la temperatura aumenta. Ello se debe a un movimiento térmico aleatorio de los portadores que origina gradientes y, como consecuencia, un voltaje alterno fluctuante. Si se conectase una resistencia ideal entre las bornas de aquel, éste voltaje inducido térmicamente daría lugar a una corriente y por ello a una transferencia de potencia sobre el segundo resistor. Este es el ruido Johnson. El valor cuadrático medio de ésta tensión de ruido E , puede demostrarse, vale

$$\overline{E^2} = 4KTR \Delta B$$

donde K es la constante de Boltzmann, T , es la temperatura ambiente en grados-Kelvin, R la resistencia en ohmios y ΔB la anchura de banda, en hercios, del sistema con el cual se está haciendo la medida.

Además de éste ruido básico, aparece también otro ruido debido esencialmente al paso de la corriente y que debido a que es inversamente proporcional a la frecuencia se conoce normalmente como "ruido $1/f$ ". Su origen, que no justificaremos, es la presencia de diferentes regiones en un resistor, esto es, zonas de características diferentes y que hacen que la corriente, al pasar de unas a otras, sufre alteraciones. Entre las diferentes regiones pueden citarse, por ejemplo, la del paso de los terminales al cuerpo del resistor, la entre los diferentes granos que le constituyen y la del paso del resistor al terminal de salida. Su conjunto es el ruido $1/f$.

3.3. CARBONO Y GRAFITO. -

El único conductor no metálico, aparte de los semiconductores, que posee una serie de importantes aplicaciones en el campo electrónico, es el carbono. La

diferencia esencial que aparece entre la conductividad óhmica del carbono, que se comporta esencialmente como un metal de alta resistividad, y la de los semiconductores muy impurificados, tales como el silicio, también llegan a comportarse como conductores metálicos; en cambio, cuando se purifican pueden caer casi en el grupo de los aislantes. El carbono, en cambio, cuando se encuentra incluso en estado puro, mantiene sus propiedades conductoras como es el caso del grafito cristalino. Veamos entonces brevemente sus características y la razón de su comportamiento.

El carbono posee dos formas cristalinas: el diamante y el grafito. El diamante es un aislante o un semiconductor con una banda prohibida relativamente amplia (2,5 eV). El grafito, por el contrario, es un conductor bastante blando, fácilmente tallable y con una serie de propiedades que han originado su especial énfasis en la industria electrónica.

El carbono se presenta también en forma amorfa aunque existen bastantes dudas de la falta absoluta de una cierta estructura cristalina; es generalmente aceptado el que aparecen pequeñas regiones de cristalinidad similar a la del grafito y que abarcan algunas distancias atómicas.

Las propiedades más sobresalientes del grafito son su pequeña reactividad química, el ser refractario a las altas temperaturas, la ausencia de una fase líquida y su alta resistividad. La base estructural para estas propiedades y los valores numéricos en algunos materiales prácticos merece discutirse con algún detalle. Algunas de estas propiedades son comunes para todas las formas del carbono y del grafito, mientras que otras dependen del procesamiento que sufrieron en su manufactura. A esto se debe el gran número de tipos con que aparece el grafito comercial, las diferencias entre los materiales especializados como el pirografito el carbono vitificado y el fibroso, y el margen de los precios en el mercado.

3.3.1 GRAFITO CRISTALINO.

En la molécula del benceno, los seis átomos de carbono aparecen formando un anillo cerrado y cada uno de ellos enlazado a un hidrógeno. En un principio esta estructura se dibujaba con un enlace doble alternando con otro sencillo entre los carbonos, pero más adelante se encontró que los enlaces no estaban tan fijos como se creía, sino que aparecían como diluidos a lo largo de todo el anillo debido a que los electrones se encontraban libres para moverse por el mismo. De igual forma aparecen otros compuestos orgánicos en los que se unen varios anillos pudiendo los electrones moverse libremente por todos ellos. El caso límite es una

lámina de átomos de carbono dispuestos en exágonos contiguos, capaces de conducir la electricidad libremente en dicha lámina. El grafito está compuesto por un apilamiento de tales láminas dispuestas de tal forma que satisfagan los requisitos atómicos (Fig. 3.1)

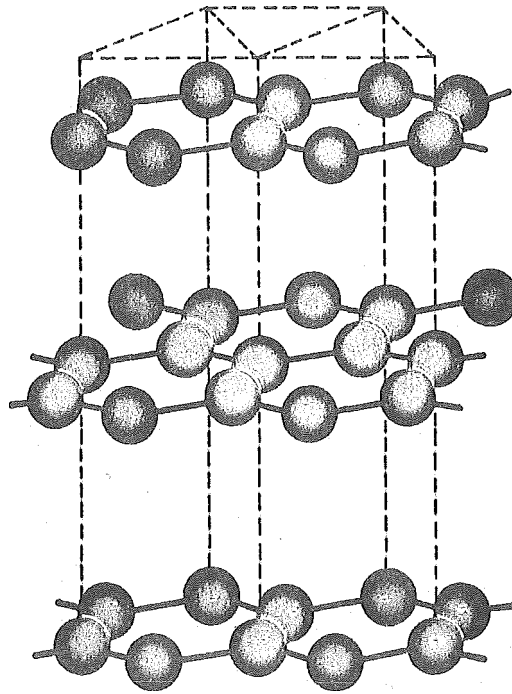


Fig. 3.1.

Las fuerzas que mantienen a los átomos de carbono en sus lugares de cada lámina son muy intensas, mayores incluso que las que aparecen en el caso del diamante, estando separados los átomos una distancia de 0,142 nm. Por otra parte las diferentes capas, separadas 0,335 nm, se mantienen unidas por fuerzas relativamente débiles que hacen que sea fácil el que unas se deslicen con respecto a otras. Este es el origen de las propiedades lubricantes del grafito y el de que las medidas realizadas en dirección paralela a las láminas sean totalmente diferentes al de las en dirección perpendicular, esto es, de su gran anisotropía, tanto de propiedades eléctricas como térmicas, que hace que los resultados de mediciones en esas dos direcciones puedan diferir en un factor de mil.

Por otra parte, al contrario que los semiconductores, la estructura de bandas del grafito está compuesta por bandas llenas y vacías que se solapan lo que da lugar a la conducción metálica que exhibe en los planos de exágonos, donde aparecen aproximadamente un electrón y un hueco por cada 20000 átomos de carbono. Las impurezas tales como el boro y el nitrógeno modifican algo éste comportamiento, pero a lo más que llegan es a introducir un factor de 2 como mucho, al contrario que en los semiconductores donde su efecto puede considerarse drástico. La resistividad que aparece es prácticamente toda ella debida a los procesos de dispersión similares a los que vimos para los metales.

3.3.2 GRAFITO Y CARBONO NO CRISTALINOS. -

El grafito en bloque de tipo comercial se fabrica normalmente mediante prensado ó por extrusión de una mezcla de partículas de carbón unidas mediante un aglomerante carbonizable, como por ejemplo polvo de cok con resina. Mediante calentamiento en una atmósfera reductora, se elimina progresivamente el hidrógeno del aglomerante, quedando un bloque de carbón. Elevando la temperatura por encima de los 2000°C, los átomos de carbono se "grafitizan", esto es, se redistribuyen en microcristales de grafito, cuyos planos se presentan en todas direcciones. Igualmente aparecerá también una gran cantidad del volumen hueco en forma de poros formado por los gases que aparecen en el proceso. Solamente algunos tipos de carbones y los residuos de algunos aglomerantes llegan a grafitizar fácilmente: en general, son aquellos que pasan por una fase líquida alrededor de los 400°C antes de carbonizarse. Según parece, los núcleos de los microcristales de grafito se forman a esta temperatura si el material posee una cierta movilidad, creciendo a los 2000°C estos núcleos hasta adquirir un tamaño que dependerá de las condiciones externas. Los carbones de cok formados a partir de aceites son fácilmente grafitizables, pero no ocurre lo mismo con los carbones de azúcar o celulosa.

Las propiedades del grafito policristalino muestran por lo general una pequeña variación direccional, del orden de 2:1 en la conductividad, que refleja el proceso de extrusión o de prensado por el que se formó.

Si una resina líquida, tal como un polímero de fenolformaldeído es polimerizado de nuevo y carbonizado hasta constituir un bloque carbonoso, es posible, mediante un lento calentamiento, conseguir el que la estructura se contraiga y elimine los poros que aparecen por la presencia de los gases formados. Esta estructura vítrea se conoce como "carbono vítreo"; si existen monocristales de grafito son solamente del orden de unos pocos nanómetros, pero muchas de las propiedades

tales como la conductividad eléctrica, son similares a las del grafito.

Si se queman hidrocarburos tales como aceites naturales, acetileno, o gas natural, en una atmósfera con poco aire, disponiendo en una situación próxima a la llama una superficie fría, sobre ella se depositará una capa de negro de humo. Esta película, densa y negra, está compuesta por partículas esféricas de carbón, con un tamaño que puede variar entre 1 nm y 500 nm, dependiendo del hidrocarburo usado y el procedimiento empleado. Por encima de los 2000°C estas partículas pueden -- llegar a grafitizar fácilmente formando poliedros monocristalinos que se disponen tangencialmente a la superficie esférica original, pero sin que lleguen a sinterizarse.

Otra forma de obtener una película de carbono extremadamente densa y muy adherente, ~~es mediante~~, es mediante el procedimiento de calentar una superficie a temperatura entre 900 y 1000°C y exponerla a una corriente de hidrocarburos tales como metano y benceno. La película formada es esencialmente amorfa pero puede grafitizarse fácilmente. Un carbono poroso puede, por otra parte, hacerse más denso haciendo que una película de éste tipo se deposite en los huecos. Igualmente, si a temperaturas adecuadas para la grafitización se hace pasar una corriente de hidrocarburos, a baja presión, se llegarán a formar capas de "pirografito", esto es, de un grafito con una estructura prácticamente perfecta, y con un espesor que puede llegar hasta los 10 mm. Este material posee unas propiedades -- que difieren notablemente según la dirección debido al hecho de que los planos de las capas formadas, que son paralelas a la superficie sobre la que se forman, son los mismos de los planos de las estructuras hexagonales que ya conocemos del grafito. Si se calienta de nuevo a temperaturas más altas, y al mismo tiempo, se le somete a tensiones mecánicas sus propiedades direccionales pueden ser notoriamente mejoradas, siendo el material resultante la aproximación de un cristal más -- perfecta obtenida por medios artificiales.

Similarmente, algunas fibras textiles pueden llegar a carbonizarse bajo -- las adecuadas condiciones, para constituir fibras de grafito o carbono. Estas, están constituidas por mazos de fibrillas pudiendo disponerse los planos del grafito bien radial o tangencialmente en una sección transversal de la fibra, pero siempre con el eje de la fibra pasando por éstos planos del grafito. Debido a los fuertes enlaces entre los átomos de cada plano la fibra posee una alta resistencia a la -- ruptura.

El grafito, como mineral, se encuentra en gran abundancia en Madagascar, Ceilán, Brasil, Bavaria, etc, pero aunque a veces se encuentran bastantes cristales bastante perfectos, los realmente perfectos son escasos.

3.3.3. PROPIEDADES DEL GRAFITO. -

Los fuertes enlaces que aparecen en los planos de un cristal perfecto de grafito aseguran una alta rigidez mecánica y una gran conductividad térmica según dichos planos. Los débiles, en cambio, que se presentan entre ellos aseguran unos bajos valores de los mismos propiedades según direcciones perpendiculares. - Igualmente, los enlaces fuertes dan lugar al alto punto de ebullición que posee. El coeficiente de dilatación térmica según los planos es nulo o, a veces, negativo, mientras que perpendicularmente es grande y positivo.

En el grafito policristalino, los diferentes monocristales que le componen se encuentran orientados en todas direcciones con lo que las propiedades mecánicas se encuentran gobernadas principalmente por los enlaces más débiles. Cuando un grafito de éste tipo se enfría después de haber llegado a la temperatura de grafitización, se originan una serie de tensiones e incluso microhendiduras. Con un ligero calentamiento por encima de la temperatura ambiente, estas tensiones se aminoran y las hendiduras se cierran, esto da lugar a la poco común propiedad de que la rigidez aumenta con la temperatura.

A temperaturas por debajo de 0°C , el carbón puede absorber físicamente sobre su superficie grandes cantidades de moléculas de gas y de vapor. Ello da lugar, como veremos, al uso de carbones activados en trampas frías en los sistemas de vacío.

3.4. MEZCLAS DE CONDUCTORES Y AISLANTES. -

La necesidad de conseguir valores ohmicos mucho más elevados de lo que con los tamaños usuales podría conseguirse con aleaciones de metales, hizo buscar otras mezclas diferentes de éstas que satisficieran ambos requisitos: tamaños no muy grandes y resistores de valor tan elevado como fuera preciso. Estas mezclas fueron esencialmente las constituidas por una unión de metales con materiales aislantes o, en general, de un material conductor con otro dieléctrico. De todo ello nacieron, - en primer lugar, los resistores de composición y tras diversas variaciones se llegó a los denominados "cermets" empleados en la tecnología de circuitos de película gruesa que más adelante veremos. Aunque cada tipo posee, como es lógico, su característica especial, todos ellos presentan una serie de propiedades comunes que hace posible su estudio bajo un mismo epígrafe. La diferenciación posterior será más debida a razones cuantitativas que cualitativas. Pasemos así a ver cuales son esas características generales que los unen.

Todo resistor no puramente metálico está compuesto por una mezcla de un material conductor, que puede ser bien un metal o bien grafito, con otro aislante, que puede variar desde una resina hasta una cerámica. La relación entre los volúmenes de ambos y los procesos de su fabricación dá lugar a las diferentes resistividades del compuesto.

La primera condición expresada, la de que exista variación de la resistividad en función de la concentración de material conductor(o aislante), es, como es lógico, por completo previsible. Lo que no es previsible es la forma de dicha variación. Los únicos dos puntos fijos en la curva resistividad-concentración serán los extremos, esto es, aquellos donde el material es 100% puro, bien en su forma de conductor o bien en la de aislante. Entre medias habrá de existir una transición de un valor a otro, esto es, de la región de baja resistividad, correspondiente a una mayor concentración de conductor, a la de alta resistividad, situada en la zona de alta concentración de dielectrico. Esta transición no es en absoluto gradual, sino que presenta una gran discontinuidad como puede verse en el caso, por ejemplo del cermet (contracción de CERámica mas METal) de Au-SiO_2 , que puede verse en la Fig. 3. 2.

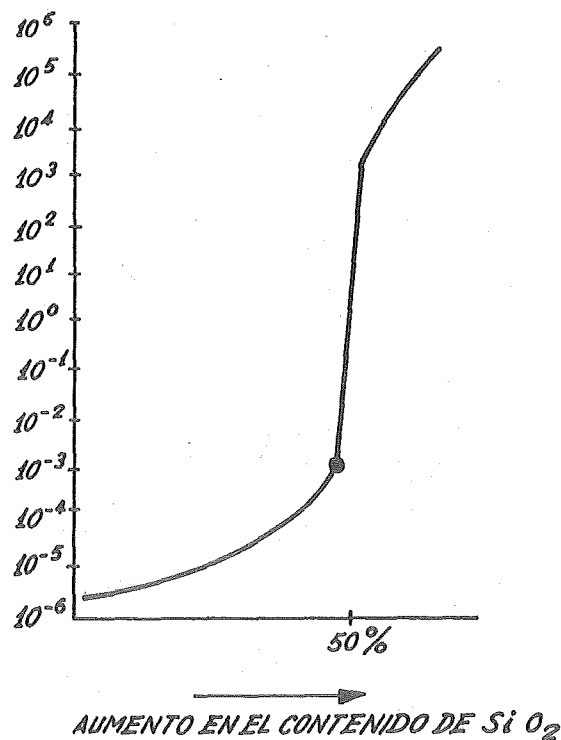


Fig. 3. 2.

Según puede apreciarse aparecen claramente marcadas las dos regiones de baja y alta conductividad y entre ambas una de transición. El salto en el valor de la resistividad aparece aproximadamente cerca del 50% de la fracción, en volumen, de oro. En un intervalo de variación de esa concentración realmente pequeño, se pasa de baja a alta resistividad. Esta región de transición es aún mucho más estrecha cuando, después de la formación de la mezcla, se le somete a esta a un tratamiento térmico de, por ejemplo, 250°C durante 2 horas. La resistividad de la zona de alta concentración de oro disminuye mientras que la alta concentración de SiO_2 , aumenta. Esto se debe al reagrupamiento de las partículas de oro que hace disminuir la dispersión de los electrones de conducción en las superficies de las mismas para altas concentraciones de Au y aumentar la distancia entre zonas conductoras, para altas concentraciones de SiO_2 .

La razón de éste comportamiento aún no ha sido explicado satisfactoriamente y lo único que puede encontrarse son modelos más o menos acertados para la explicación de éstos fenómenos. De forma general, todos ellos tienen en común el suponerlos compuestos por resistores elementales dispuestos en una estructura aleatoria de forma que de las diversas configuraciones que puedan aparecer aparecerán también las diferentes propiedades. En general, cualquier estructura puede considerarse compuesta por un gran número de elementos conductores, lo suficientemente pequeños como para estar constituidos solamente por dos contactos con su exterior. Así si consideramos dos de estos elementos, la resistencia que presentarían sería

$$R = R_1 + R_2 + R_c$$

donde R_1 es la resistencia de un resistor elemental entre su punto de entrada y el de contacto con el siguiente y, similarmente para R_2 . R_c sería la resistencia de contacto entre ambos elementos conductores y cuyo valor dependerá, entre otras cosas, de la presión entre granos y de la superficie de contacto.

Como ejemplo más característico podemos ver el caso de los resistores de composición. Este tipo de resistor es el mostrado esquemáticamente en la Fig. 3.3., está compuesto por negro de humo (esto es, carbón en un estado finamente dividido) dispersado en una resina conjuntamente con un soporte aislante como, por ejemplo, alúmina. Cuando esta mezcla es sometida a un proceso térmico de curado, el carbon, se cree, pasa a desplazarse a través de la resina, formándose como cadenas de granos de carbón. El contacto entre estos granos parece ser el responsable principal de las propiedades del resistor.

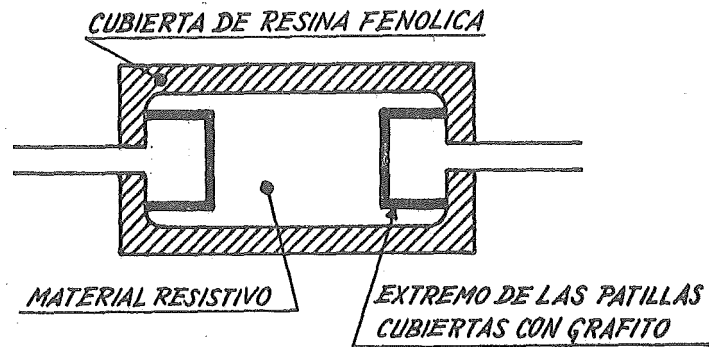


Fig. 3.3.

Así, por ejemplo, según aumenta la concentración de carbón, aumentará también la presión entre las partículas y esto conduce a una disminución en la resistencia del contacto. Este hecho da lugar a unos valores de ruido relativamente altos para éste tipo de resistor, siendo una curva típica la de la Fig. 3.4.

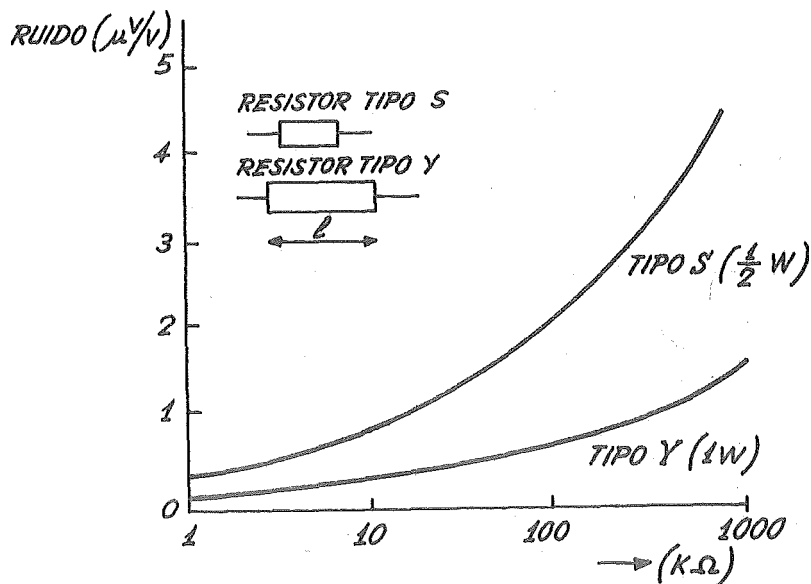


Fig. 3.4: Resistor de composición tipo S:

$l=9,78 \text{ mm}$ $\phi = 3,69 \text{ mm}$ tipo Y: $l=19,05$ $\phi =5,69 \text{ mm}$

Puede verse, como dato más característico el de que, para un mismo -
valor óhmico el resistor de menor tamaño, tendrá un ruido mayor.

4. MATERIALES DIELECTRICOS: PRINCIPIOS BASICOS

Los materiales dieléctricos son cuerpos no conductores cuyo interés principal radica en sus aplicaciones. Entre otras, podemos señalar las que los usan como aislantes eléctricos o como parte de los condensadores. Estos materiales presentan dos diferentes respuestas ante la aplicación de un campo eléctrico. Primero, igual que en los metales, el campo origina un flujo de corriente. Este flujo, sin embargo es extremadamente pequeño comparado con el de aquellos, dando lugar a que puedan usarse como aislantes eléctricos para conductores verdaderos, como pueden ser por ejemplo, el cobre o la plata. La segunda respuesta de estos materiales ante un campo eléctrico, es un desplazamiento \underline{d} de los centros de las cargas positivas y negativas, de manera que si estas tienen un valor q , se creará un dipolo eléctrico de magnitud $\underline{p} = q\underline{d}$. La suma $\sum q\underline{d}$ de estos dipolos atómicos, en el volumen total V del material, se emplea en la definición de la Polarización eléctrica macroscópica.

$$\underline{p} = \sum \frac{q \underline{d}}{V} \quad (4.1)$$

que es una cantidad fija para cada material, en contraste con la corriente de portadores móviles en un conductor que no lo es. Así, el término dieléctrico se refiere a no conductores cuya polarización se debe únicamente a la presencia de un campo eléctrico. En cambio, en otro tipo de materiales, denominados ferroeléctricos, que serán objeto de un capítulo posterior, aparece siempre una polarización permanente aún en ausencia de campo eléctrico.

4.1.- INTRODUCCION.-

Aunque los conceptos con que vamos a comenzar este apartado se suponen sobradamente conocidos, es conveniente recordarlos a fin de refrescar ideas y, sobre todo, de introducir la notación que emplearemos.

Un dieléctrico se caracteriza, entre otros parámetros, por el valor de su permitividad o constante dieléctrica relativa ϵ' , definida como el cociente entre la permitividad ϵ del mismo y la del vacío ϵ_0 .

$$\epsilon' \equiv \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (4.2)$$

Así, si insertamos un dieléctrico de permitividad relativa ϵ' en un condensador plano con placas de área A muy grande y separación d entre ellas, la capacidad

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (4.3)$$

pasaría a ser

$$C = \epsilon \frac{A}{d} = \epsilon_0 \epsilon' \frac{A}{d} = C_0 \epsilon' \quad (4.4)$$

esto es, la presencia del dieléctrico ha aumentado la capacidad en un factor ϵ' (siempre que este ϵ' fuera mayor que la unidad, cosa que ocurre siempre).

Otro parámetro que caracteriza a un dieléctrico es su ángulo de pérdidas. Si tuviéramos un dieléctrico perfecto, por la definición de capacidad y corriente, se puede escribir

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{1}{C} \int I dt \quad (4.5)$$

de la que se obtiene

$$I = C \frac{dV}{dt} \quad (4.6)$$

para la corriente que pasaría por el condensador. Si el voltaje fuera sinusoidal esto es, tuviera una variación de la forma

$$V = V_0 e^{j\omega t} \quad (4.7)$$

entonces

$$I = C V_0 j\omega e^{j\omega t} = C V_0 \omega e^{j(\omega t + \frac{\pi}{2})} \quad (4.8)$$

O sea, la corriente está adelantada al voltaje en 90° o lo que es igual, defasada en un cuarto de ciclo. Esto es, como hemos dicho, para el caso ideal de un condensador con dieléctrico libre de pérdidas. Pero si el dieléctrico es real, la corriente pasa a estar adelantada al voltaje en un ángulo $(90^\circ - \delta)$ donde δ es el ángulo de pérdidas del dieléctrico. Su tangente es otro de los parámetros característicos del mismo y se denomina factor de disipación.

Veamos de donde proviene.

Si en el condensador, aparte del efecto puramente capacitivo, se presenta una corriente de pérdidas dada por

$$I_R = \frac{V}{R}$$

en fase con el voltaje V donde R es la resistencia del dieléctrico, la corriente total que pasa, será:

$$I = I_C + I_R = \left[j\omega C + \frac{1}{R} \right] V$$

que, como puede verse, está defasado un ángulo $\vartheta < 90^\circ$ con respecto a la tensión aplicada V , esto es, forma un ángulo δ , denominado de pérdidas, con el eje $+j$. Su tangente, el factor de disipación D anunciado antes, vendrá así dado por

$$D \equiv \tan \delta = \frac{I_R}{I_C} = \frac{1}{\omega RC}$$

Sería de aquí prematuro asignar como circuito equivalente de un condensador real el correspondiente a una resistencia en paralelo con un condensador ideal. Ello es debido a que el comportamiento con la frecuencia de un sistema así sería por completo diferente del observado en la realidad. Ello se debe a una serie de fenómenos que estudiaremos más adelante y que serán los fenómenos de polarización. Por ello es más usual introducir una permitividad compleja

$$\epsilon^* = \epsilon_1 - j\epsilon_2$$

con lo que la corriente total podría escribirse como

$$I = (j\omega\epsilon_1 + \omega\epsilon_2) \frac{C_0}{\epsilon_0} V = j\omega C_0 \epsilon'^* V$$

donde

$$\epsilon'^* \equiv \frac{\epsilon^*}{\epsilon_0} = \epsilon'_1 - j\epsilon'_2$$

es la permitividad relativa compleja del material y ϵ_2 y ϵ'_2 el factor de pérdidas y el factor relativo de pérdidas, respectivamente. Con ello queda

$$\tan \delta = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} = \frac{\epsilon'_2}{\epsilon'_1}$$

El tercer factor para determinar la calidad de un dieléctrico es el valor de su rigidez dieléctrica o tensión de ruptura. Viene definida como el gradiente

de voltaje máximo que puede soportar un dieléctrico sin perforarse. Su valor experimental viene afectado por la geometría de la muestra, por la forma de los electrodos y por el método de prueba. Por ello se observa una gran variación en los resultados experimentales, aunque pueden servir como guía para la evaluación de dichos materiales.

Una vez vistos los parámetros más característicos que definen un material dieléctrico, pasemos a estudiarlos con un poco de mayor detalle.

4.2. - POLARIZACION DIELECTRICA SIMPLE. -

Como ya hemos dicho, el desplazamiento finito de las cargas fijas de los dieléctricos o la orientación de sus moléculas dipolares por la acción de un campo eléctrico se denomina Polarización Eléctrica y viene dada por el número de dipolos presentes por unidad de volumen.

Hemos visto también que el grado en que se polarizaba un dieléctrico quedaba determinado por el incremento en la capacidad que experimentaba un condensador cuando se ocupaba el espacio entre sus placas con un cierto dieléctrico. Ese factor era el que habíamos denominado constante dieléctrica o permitividad.

Nos queda así estudiar, primero, qué relación existe entre el Campo Eléctrico aplicado y la Polarización obtenida y, segundo, ver de qué forma está relacionada la permitividad de un material con los diversos valores que pueden tomar los factores externos, tales como temperatura y frecuencia del campo eléctrico entre otros.

La primera pregunta no hemos de responderla aquí ya que se supone conocida de Física General. Solo recordaremos los resultados esenciales.

Y estos son que la relación entre la polarización P o momento dipolar total por unidad de volumen, y el campo E entre las placas de un condensador, es:

$$P = \epsilon_0 E (\epsilon' - 1) \quad (4.9)$$

que vemos se anula para el espacio libre, donde $\epsilon' = 1$. Esta expresión se encuentra también, a veces, escrita en la forma siguiente:

$$P = \chi \epsilon_0 E \quad (4.10)$$

donde χ se denomina susceptibilidad eléctrica del dieléctrico, y que según pue -

de comprobarse, está relacionada con la permitividad relativa mediante

$$\epsilon' = 1 + X \quad (4.11)$$

Ambas constantes, ϵ' y X , aunque denominadas "constantes" no podemos considerarlas como tales desde un punto de vista absoluto. Son constantes solo en el sentido de que no dependen de la intensidad del campo, dependiendo en cambio, de la frecuencia del mismo y de la temperatura. Incluso, no puede tomarse como característica general esta de la no variación con el campo, ya que en un cierto tipo de dieléctricos, los ferroeléctricos, depende de él, y para valores de E relativamente altos, ocurre para prácticamente todos los dieléctricos. Es, como vemos, "una constante poco constante".

Por otra parte, la permitividad es, en muchos casos, un escalar, pero en otra gran cantidad de ellos, que son en los que existe anisotropía en el cristal, dejan de tener esta característica y pasan a ser tensores. No trataremos este último caso aquí y supondremos, siempre, que ϵ' es un escalar.

Todo lo anterior, aunque no se ha dicho, está referido a la sustancia tomada macroscópicamente. A veces, y este es nuestro caso, nos es necesario estudiar lo que ocurre en el cuerpo desde un punto de vista microscópico y para ello hemos de ver qué ocurre a cada átomo en particular. Una de las cantidades que definen esta situación es la polarizabilidad (no polarización!) de un átomo. Viene definida por

$$\alpha_i = \frac{p_i}{\epsilon_0 E_{loc}^i} \quad (4.12)$$

donde el subíndice i designa el átomo o ión en particular, p_i su polarización y E_{loc}^i el campo local actuando sobre dicho átomo o ión, que, en general será diferente del externo aplicado ya que en él intervendrá, aparte de éste, la polarización P del material circundante. Este campo local, viene dado por la expresión de Mossotti y vale, en uno de los casos más generales

$$E_{loc} = E + \frac{P}{3 \epsilon_0} \quad (4.13) \text{ ó también}$$

$$E_{loc} = \left[\frac{\epsilon' + 2}{3} \right] E \quad (4.14)$$

No las demostraremos aquí ya que puede verse en cualquier libro de Electrodinámica clásica. De lo anterior, la polarización P total del cuerpo será:

$$P = E_{loc} \epsilon_0 \sum_i N_i \alpha_i \quad (4.15)$$

de donde puede obtenerse

$$X = \frac{P}{\epsilon_0 E} = \frac{\sum_i N_i \alpha_i}{1 - \frac{1}{3} \sum_i N_i \alpha_i} \quad (4.16)$$

$E = E_{loc} - \frac{P}{3\epsilon_0}$

o empleando el que también se cumple

$$X = \frac{P}{E \epsilon_0} = (\epsilon' - 1) \quad (4.17)$$

se obtiene:

$$\frac{\epsilon' - 1}{\epsilon' + 2} = \frac{1}{3} \sum_i N_i \alpha_i \quad (4.18)$$

Esta fórmula permite obtener una expresión más conocida, que es la de Clasius y Mossotti, cuando $\alpha_i = \alpha$ para todos los átomos y es $N_0 Q / M$ el número de átomos por unidad de volumen, con N_0 como número de Avogadro, Q la densidad y M el peso molecular. Esta fórmula es

$$\frac{M}{Q} \left(\frac{\epsilon' - 1}{\epsilon' + 2} \right) = \frac{1}{3} N_0 \alpha \quad (4.19)$$

Vemos que de esta expresión puede calcularse la polarizabilidad a partir de cantidades conocidas o medibles. Esta expresión, dada en términos del índice de refracción n , es la fórmula de Lorentz-Lorenz que usaremos en la parte correspondiente a las propiedades ópticas de los materiales.

Pasemos a ver, a continuación, de dónde proviene la polarización y cuáles son las causas microscópicas de la misma. En general, el efecto macroscópico que producía su aparición, que era el aumento de una capacidad, depende de la adición de los varios posibles mecanismos de polarización que pueden presentarse. Así, en un dieléctrico dado, pueden aparecer, de hecho, varios tipos de polarización simultáneamente y su suma será la que de la polarización total.

Usualmente, los tres tipos esenciales de polarización de un átomo o ión son: electrónica, iónica y de orientación o dipolar. La primera, la electrónica tiene su origen en el desplazamiento de electrones de un átomo con respecto al núcleo, es decir, en la deformación de la corteza electrónica.

La polarización iónica o atómica proviene del desplazamiento y deforma-

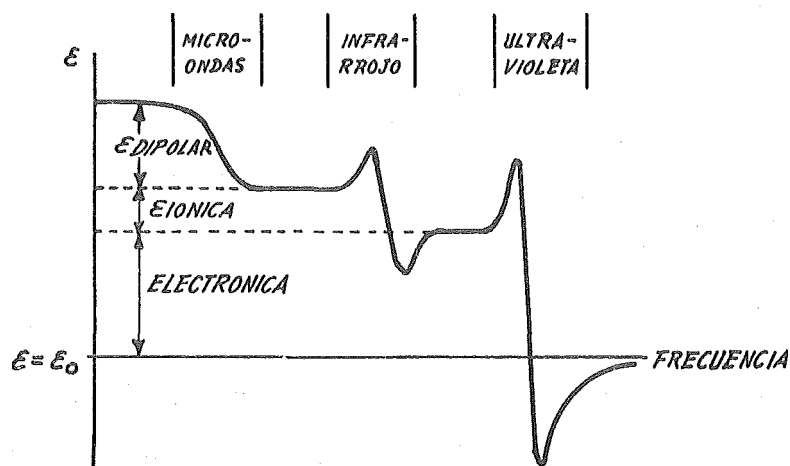


Fig. 4.1.

ción de un ión cargado respecto a los otros iones. La polarización de orientación o dipolar es debida a que el material está formado por moléculas que poseen un momento dipolar eléctrico permanente susceptible de cambiar, más o menos libremente, de orientación ante la presencia de un campo eléctrico externo. Las diferentes contribuciones son susceptibles de ser separadas experimentalmente. Un medio de hacerlo es el indicado en la Fig. 4.1 donde se muestra la variación con la frecuencia de la constante dieléctrica ϵ . Normalmente, las dos contribuciones iónica y dipolar se presentan rara vez juntas en la misma sustancias; así, en los cristales iónicos ordinarios por ejemplo no existe contribución dipolar. Recordemos que estamos hablando solamente de polarización en átomos o en estructuras muy simples como pueden ser las iónicas. El caso de dieléctricos más complejos será visto más adelante. Ahora nos limitaremos a estudiar estas polarizabilidades en el caso mencionado.

4.2.1. - POLARIZACION ELECTRONICA. -

Discutiremos en primer lugar el caso de moléculas no polares. Podemos partir del más simple que es el de un gas monoatómico, por ejemplo, helio. Cuando un átomo así se encuentra en un campo eléctrico, los electrones que constituyen la corteza externa del átomo pasan a tener una distribución diferente a la que



Fig. 4.2.

tenían antes de la aplicación del campo eléctrico (Fig. 4.2.), desplazándose de igual forma, pero en sentido opuesto, el núcleo. Con ello, los centros de masa de las cargas positivas y de las negativas, que antes de la aplicación del campo coincidían pasan ahora a estar en diferentes lugares con la consiguiente aparición de un dipolo inducido y orientado de acuerdo con la dirección del campo. Para pequeños valores del campo, la separación entre los centros de masas, y de aquí el momento dipolar, es proporcional al campo eléctrico. El desplazamiento de la distribución de electrones que da lugar a este tipo de momento dipolar inducido se denomina polarización electrónica.

El tiempo necesario para la aparición de este tipo de polarización es relativamente despreciable, ya que es del orden de 10^{-15} segs. De aquí que pueda considerarse como instantánea y que esté presente a todas las frecuencias hasta los $10^{14} - 10^{16}$ Hz. (Fig. 4.1.).

Pasemos ahora a discutir brevemente el mecanismo que da lugar a este tipo de polarización. Para ello tomaremos un modelo de átomo muy simplificado constituido por un núcleo fijo y una distribución esférica de carga negativa de radio r, con centro el del núcleo. En general, la polarización de un átomo será de la forma

$$p_i = \alpha_e E + \text{términos de mayor orden} \quad (4.20)$$

con α_e como polarizabilidad electrónica.

Esta polarización resultará, como se ha dicho, del desplazamiento del centro de la distribución esférica uniforme con respecto al núcleo. Sea este desplazamiento de valor d. Para valores grandes de d, la ley de Coulomb daría la fuerza de recuperación $(Ze)^2/d^2$, si es $+Ze$ la carga del núcleo. En cambio, pa

ra desplazamientos pequeños, la fuerza de recuperación será debida a la atracción entre el núcleo y la carga negativa, $-Ze d^3/r^3$, contenida en una esfera de radio d . Este hecho, que no demostraremos, puede verse en los textos de Electrodinámica clásica. En el equilibrio, la fuerza de recuperación será igual a la debida al campo externo aplicado, esto es,

$$(Ze)E = \frac{(Ze)^2 d}{r^3} \quad (4.21)$$

Haciendo uso ahora de la definición de polarizabilidad, se obtiene

$$p = \alpha_e E = Zed = r^3 E \quad (4.22)$$

La polarizabilidad electrónica es así del orden

$$\alpha_e \approx r^3 = (10^{-8})^3 = 10^{-24} \text{ cm}^3$$

Para campos medios, d es del orden de 10^{-15} cm, mientras que el radio atómico es aproximadamente $r \approx 10^{-8}$ cm. Por ello, el modelo anterior, aunque bastante imperfecto, da resultados razonables.

Pasemos ahora a perfeccionar un poco este modelo, tomando un electrón unido a un núcleo, en la aproximación armónica. Si no tenemos en cuenta ningún amortiguamiento, la ecuación del movimiento con un campo aplicado alterno de la forma $E = E_0 e^{i\omega t}$ será:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta x = -e E_0 e^{i\omega t} \quad (4.23)$$

donde el primer término no es sino la masa por la aceleración, el segundo la fuerza de recuperación y el segundo miembro la fuerza procedente del campo externo. Tomando una solución de la forma $x = x_0 e^{i\omega t}$, se obtiene:

$$x_0 = \frac{-e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (4.24)$$

donde ω_0 es una frecuencia característica del átomo tomado y dada por:

$$\omega_0 = (\beta/m)^{1/2} \approx 10^{15} \text{ seg}^{-1}$$

para un electrón.

La polarización por átomo, tomada como cantidad compleja, era:

$$p = \alpha E = -e x_0 e^{i\omega t}$$

de donde vemos que la polarizabilidad electrónica α_e vendrá dada por:

$$\alpha_e = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (4.25)$$

Si de aquí intentamos obtener ϵ_e a partir de:

$$K = \frac{P}{E \epsilon_0} = \epsilon'_e - 1 \quad (4.26)$$

o bien a partir de (4.18) vemos que la permitividad tiende a valores progresivamente crecientes según nos acercamos a ω_0 (Fig. 4.3.) llegando a valer, teóricamente, infinito. Esta dificultad aparece, como es lógico, debido a que se ha omitido un factor de pérdidas que siempre aparecerá. Nuestro modelo no corresponde así a una situación real. Si añadimos el término que se requiere, la ecuación de movimiento quedará

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m \gamma \frac{dx}{dt} + \beta x = -e E_0 e^{i\omega t} \quad (4.27)$$

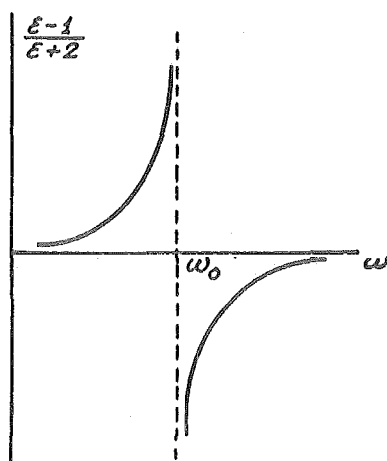


Fig. 4.3.

siendo $\gamma \frac{dx}{dt}$ el término de amortiguamiento, que será, como siempre, proporcional a la velocidad.

La amplitud de la solución armónica $x = x_0 e^{i\omega t}$ será ahora

$$x_0 = \frac{-e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (4.28)$$

donde, igual que antes $\omega_0 = (\beta/m)^{1/2}$. La polarizabilidad será ahora compleja y de la forma:

$$\alpha_e = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (4.29)$$

Esta expresión podemos usarse para obtener la constante dieléctrica compleja y separarla en un término real ϵ_1 , y otro imaginario ϵ_2 que introduce las pérdidas. El algebra es un tanto compleja debido a la presencia de la corrección del campo local que interviene en (4.18), quedando como problema. La solución es:

$$\epsilon_e = 1 + 4\pi N \frac{e^2}{m} \left(\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \right) \quad (4.30)$$

que separada en parte real e imaginaria conduce a

$$\epsilon_{1e} = 1 + 4\pi N \frac{e^2}{m} \left[\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \right] \quad (4.31)$$

$$\epsilon_{2e} = \frac{4\pi N e^2}{m} \left[\frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \right] \quad (4.32)$$

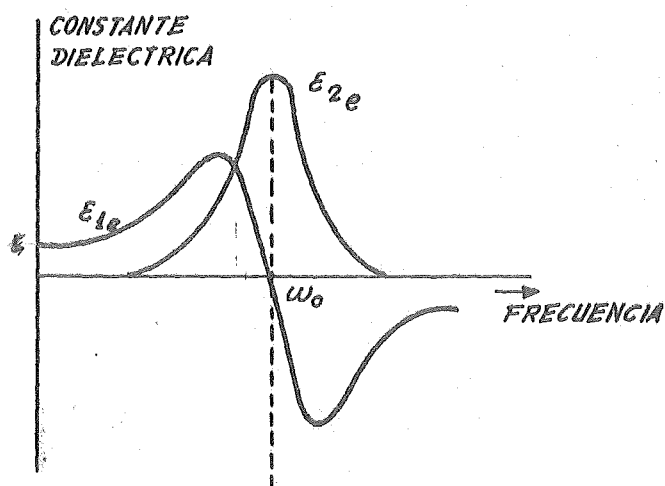


Fig. 4.4.

Estas dos últimas expresiones son las representadas en la Fig. 4.4. Su importancia es considerable ya que (4.32) nos da idea inmediata de la potencia di sipada por unidad de volumen. Esto lo veremos con más detalle cuando pasemos a las propiedades ópticas. Solo mencionaremos aquí que la mayor parte de la ab sorción proviene de la zona donde $\omega \approx \omega_0$.

Con todo lo visto hasta aquí, hemos justificado dos cosas. Primero, el hecho de que la curva de la Fig. 4.1. presenta, en la región del ultravioleta - (frecuencias de aproximadamente 10^{15} - 10^{16} Hz) un pico de subida y otro de ba jada. Y segundo, que pasada esta zona, la permitividad decrece para tomar un valor igual a la del espacio libre, esto es, el dieléctrico deja de cumplir todo - efecto. Esto es lógico, ya que, por encima de una cierta frecuencia, el movimien to de la nube electrónica no puede seguir a la misma y la polarización se hace nula.

Pasemos ahora a estudiar, aunque brevemente, el comportamiento de la permitividad electrónica con la temperatura. Nuestro estudio será solo fenomeno lógico sin pretender justificarlo cuantitativamente.

Los átomos, aislados, presentan una constante dieléctrica que es indepen diente de la temperatura. En cambio, cuando forman parte de un cuerpo, el resul tado es otro, ya que varía con ella. La razón es, simplemente, que al aumentar la temperatura el cuerpo se dilata con lo que la polarización, esto es, el número de átomos polarizados por unidad de volumen, disminuye. El gráfico de la varia ción de ϵ'_e con la temperatura es el de la Fig. 4.5. Vemos que es similar al de la variación de la densidad, apareciendo saltos bruscos que corresponden al - paso de sólido a líquido y de líquido a gaseoso.

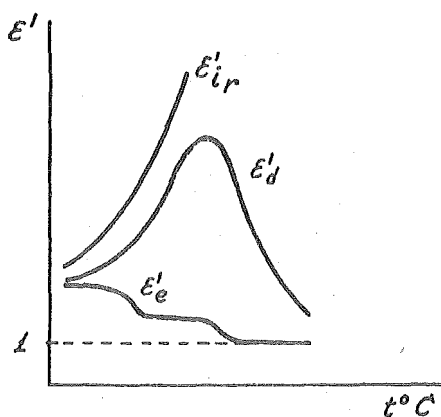


Fig. 4.5.

La variación de ϵ'_e con la temperatura se expresa, más comunmente, por el coeficiente de temperatura de la permitividad, cuya definición general es:

$$\alpha_{\epsilon'_e} = \frac{1}{\epsilon'_e} \frac{d \epsilon'_e}{dt} \text{ (grado}^{-1}\text{)} \quad (4.33)$$

4.2.2. - POLARIZACION IONICA. -

Pasemos ahora a ver uno de los mecanismos de polarización más importantes: el de la polarización iónica. Uno de los cuerpos más clásicos en el estudio de este tipo de polarización, es el cloruro sódico. En esencia, su origen se encuentra en los desplazamientos que experimentan los iones de la malla cristalina ante la presencia de un campo (Fig. 4.6) y que los separa, elásticamente, de sus posiciones de equilibrio.

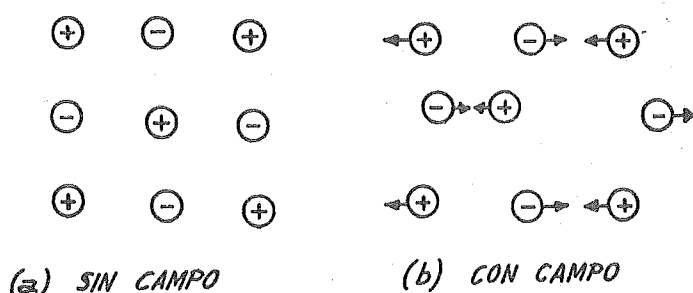


Fig. 4.6.

Este tipo de polarización es también prácticamente instantáneo ya que tarda en aparecer un tiempo del orden de 10^{-13} segs. Esto quiere decir, según vimos para el caso de la electrónica, que estará presente hasta frecuencias comprendidas entre 10^{13} y 10^{14} Hz.

Como es de suponer, al mismo tiempo que aparece esta polarización, aparecerá también otra del tipo anterior, esto es, electrónica ya que el campo no actuará solamente sobre los iones sino también sobre sus órbitas electrónicas quedando éstas afectadas, además, por los movimientos relativos de los núcleos.

Igual que en el caso de la electrónica, este tipo de polarización tiene una importancia esencial en las propiedades ópticas de los materiales. En el Ca-

pítulo dedicado a ese tema analizaremos un poco más a fondo los fenómenos relacionados con ella. Aquí nos limitaremos a justificar la variación de la permitividad con la frecuencia y los fenómenos de resonancia que aparecen asociados.

Para ello tomemos un caso elemental como es el de una malla diatómica con dos átomos por célula unidad (Fig. 4.6). Sean $u_{n,1}$ y $u_{n,2}$ los desplazamientos desde las posiciones de equilibrio, designando con el subíndice n la célula y con 1 ó 2 el correspondiente átomo dentro de cada una. Las ecuaciones de movimiento son:

$$m_1 \ddot{u}_{n,1} = \beta(u_{n,2} + u_{n-1,2} - 2u_{n,1}) - eE \quad (4.34)$$

$$m_2 \ddot{u}_{n,2} = \beta(u_{n,1} + u_{n+1,1} - 2u_{n,2}) + eE \quad (4.35)$$

donde β es la constante de la fuerza de recuperación procedente de la de Coulomb y de las de solape. Sustituyendo soluciones de la forma

$$\begin{aligned} u_{n,1} &= q_1 e^{i\omega t} \\ u_{n,2} &= q_2 e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (4.36)$$

en las ecuaciones (4.34)-(4.35) y suponiendo, igualmente, un campo aplicado de la forma $E = E_0 e^{i\omega t}$, se obtiene

$$-\omega^2 m_1 q_1 = 2\beta(q_2 - q_1) - eE_0 \quad (4.37)$$

$$-\omega^2 m_2 q_2 = 2\beta(q_2 - q_1) + eE_0 \quad (4.38)$$

Cuyas soluciones son

$$q_2 = \frac{e}{m_2} \left(\frac{E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (4.39)$$

$$q_1 = -\frac{e}{m_1} \left(\frac{E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (4.40)$$

donde la frecuencia de resonancia viene dada por:

$$\omega_0^2 = 2\beta \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \quad (4.41)$$

La cantidad entre paréntesis en (4.41) es el recíproco de la masa reducida μ , y es del orden de 10^{-24} gr., esto es:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$$

Dando los correspondientes valores, se obtendría para la frecuencia característica ω_0 el valor de aproximadamente 10^{13} seg.⁻¹.

A frecuencias $\omega^2 \ll \omega_0^2$, donde los iones pueden seguir al campo aplicado, el desplazamiento máximo es:

$$x_0 = q_2 - q_1 = \frac{e E_0}{\omega_0^2} \left(\frac{1}{\mu} \right) \quad (4.42)$$

en donde hay que hacer constar que se ha igualado E_0 al campo eléctrico aplicado despreciando los efectos del campo local.

De aquí podemos calcular aproximadamente la polarización iónica que es

$$P_i = \frac{e(q_2 - q_1)}{\Omega} \quad (4.43)$$

siendo Ω el volumen por molécula, igual a $\frac{2a^3}{3}$ en la estructura del cloruro sódico y con a la distancia interiónica. Por ello,

$$P_i = \frac{e^2 E_0}{2 \omega_0^2 a^3} \left[\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right] \quad (4.44)$$

que da directamente la ecuación de Born correspondiente a la diferencia entre las constantes dieléctricas estática y óptica esto es, aproximadamente, entre frecuencias bajas y muy altas.

$$\Delta \epsilon_1 = \epsilon - \epsilon_0 = \epsilon' \epsilon_0 - \epsilon_0 = \frac{e^2}{2 \omega_0^2 a^3} \frac{1}{\mu} \quad (4.45)$$

Los valores de $\Delta \epsilon$ calculados a partir de esta ecuación están en buen acuerdo con los resultados experimentales.

El modelo presentado hasta aquí, como ya puede pensarse, no es un modelo completamente real. De hecho se han despreciado una serie de factores, tales como amortiguamiento y deformación de los iones, que repercuten considerablemente en los resultados obtenidos. Nos encontramos así en un punto análogo al que nos hallábamos en la expresión (4.25) cuando calculábamos la polarización -

electrónica. Pero así como allí seguir adelante era relativamente fácil, aquí los hechos son diferentes. Solo haremos constar el hecho de que aquí también llegaría a aparecer una resonancia similar a la electrónica que introduciría los picos de subida y bajada que aparecen en la región del infrarrojo de la Fig. 4.1. Esto será analizado con más detalle en el Capítulo de Propiedades ópticas.

Finalmente digamos unas pocas palabras acerca de la influencia de la temperatura. Un incremento de la misma origina una dilatación en el cuerpo con la consiguiente disminución de las fuerzas de enlace entre iones. Esta disminución de las fuerzas de enlace da lugar a que la polarización para un campo eléctrico dado, sea mayor ya que la separación entre iones podrá ser también mayor. Como consecuencia de permitividad crecerá. Esto queda reflejado en la Fig. 4.5.

4.2.3. - POLARIZACION POR ORIENTACION; MOLECULAS POLARES. -

Consideremos ahora una molécula que posea un momento dipolar permanente p_0 como es, por ejemplo, el caso de una molécula de agua. Cuando no aparece campo eléctrico presente, los dipolos individuales apuntan en direcciones aleatorias, debido a su energía térmica, de forma que el momento neto por unidad de volumen es cero. (Fig. 4.7.(a)). La aplicación de un campo externo, repercute en dos hechos fundamentales: primero, aparece un momento dipolar adicional

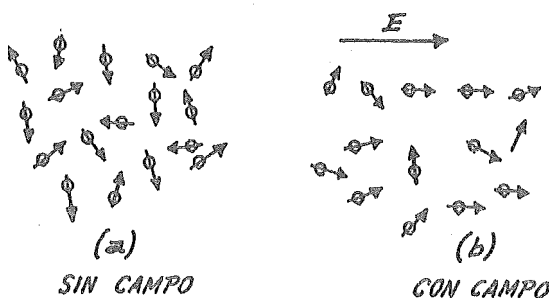


Fig. 4.7.

causado por la orientación de las nubes electrónicas que rodean a los núcleos; Esto origina el mismo tipo de polarizabilidad electrónica vista para los otros tipos de moléculas. Segundo, el campo eléctrico tenderá a alinear los dipolos individuales de forma que el resultado es un momento neto por unidad de volumen. Si todas las moléculas llegaran a alinearse, aparecería una polarización de gran valor;

pero este no va a ser nunca el caso (Fig. 4.7.(b)). A temperatura ambiente, las moléculas poseen una energía térmica suficiente como para que no lleguen nunca a alinearse completamente. Pero siempre existirá una cierta alineación con lo que se obtendrá un determinado valor de polarización. Su valor puede calcularse por los métodos de la mecánica estadística, que aquí sumaremos.

Nuestro punto de partida será el cálculo de la energía de un dipolo en un campo eléctrico. Tomemos un dipolo de momento p_0 en un campo de valor E (Fig. 4.8). La energía de una carga positiva será $qV(1)$ y la de una negativa $-qV(2)$ donde $V(i)$ es el potencial en el punto i . La energía del dipolo será, así:

$$E = qV(1) - qV(2) = q \vec{d} \cdot \vec{v} \quad \text{ó}$$

$$E = - \vec{p}_0 \cdot \vec{E} = - p_0 E \cos \vartheta \quad (4.46)$$

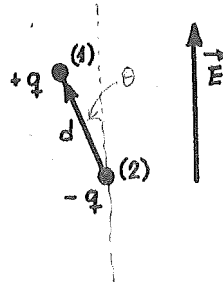


Fig. 4.8.

siendo ϑ el ángulo entre \vec{p}_0 y \vec{E} . Como podría esperarse, la energía es menor cuando los dipolos están alineados con el campo.

Calculemos ahora el grado de alineación que se obtiene empleando los métodos de la mecánica estadística. Según puede verse allí, en equilibrio térmico, el número relativo de moléculas que aparecen, con energía potencial E es proporcional a

$$e^{-E/kT} \quad (4.47)$$

k = constante de Boltzman

donde $E(x, y, z)$ es la energía en función de la posición, o bien, para hacer uso de (4.46), $E(\vartheta)$ en función del ángulo.

Si llamamos $n(\vartheta)$ al número de moléculas por unidad de ángulo sólido en un ángulo ϑ , tenemos.

$$n(\vartheta) = n_0 e^{+p_0 E \cos \vartheta / kT} \quad (4.48)$$

para temperaturas medias y campos no muy internos, el exponente es pequeño, por lo que podemos aproximar (4.48) por

$$n(\vartheta) = n_0 \left(1 + \frac{p_0 E \cos \vartheta}{k T} \right) \quad (4.49)$$

Para el cálculo de n_0 integremos (4.49) para todos los ángulos. El resultado habrá de ser N , o número total de moléculas por unidad de volumen. El valor medio de $\cos \vartheta$ para todos los ángulos es cero, de forma que la integral es n_0 veces el ángulo sólido total 4π . Se obtendrá así:

$$n_0 = \frac{N}{4\pi} \quad (4.50)$$

De (4.49) puede deducirse que habrá más moléculas orientadas a lo largo del campo ($\cos \vartheta = 1$) que contra él ($\cos \vartheta = -1$). Debido a ello, en un volumen determinado conteniendo un cierto número de moléculas aparecerá un momento dipolar neto por unidad de volumen, esto es, una polarización P . Para calcular la hemos de obtener el vector suma de todos los momentos dipolares en un volumen unidad. Ya que sabemos que el resultado ha de ser en la dirección de E , sumemos las componentes en esa dirección (las componentes perpendiculares a ella habrán de anularse entre sí):

$$P_i = \sum_i p_0 \cos \vartheta_i$$

Podemos calcular esta suma por integración sobre la distribución angular. El ángulo sólido centrado en ϑ es $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$, de donde

$$P = \int_0^\pi n(\vartheta) p_0 \cos \vartheta 2\pi \sin \vartheta d\vartheta \quad (4.51)$$

sustituyendo $n(\vartheta)$ por su valor obtenido de (4.49) se obtiene:

$$P = - \frac{N}{2} \int_0^\pi \left(1 + \frac{p_0 E}{kT} \cos \vartheta \right) p_0 \cos \vartheta d(\cos \vartheta)$$

que integrada da

$$P_d = \frac{N p_0^2 E}{3 k T} \quad (4.52)$$

Como vemos, la polarización es proporcional al campo, lo que puede denominarse un comportamiento dieléctrico normal. También, como podría esperarse, es inversamente proporcional a la temperatura, ya que para temperaturas altas la desalineación será mayor debido a las colisiones del movimiento térmico. Esta dependencia con $1/T$ es denominada ley de Curie.

Pasemos ahora a ver el acuerdo que existe entre (4.52) y los resultados experimentales. De (4.52) se obtiene:

$$\frac{p}{\epsilon_0 E} = \epsilon'_d - 1 = \frac{N p_0^2}{3 k T} \quad (4.53)$$

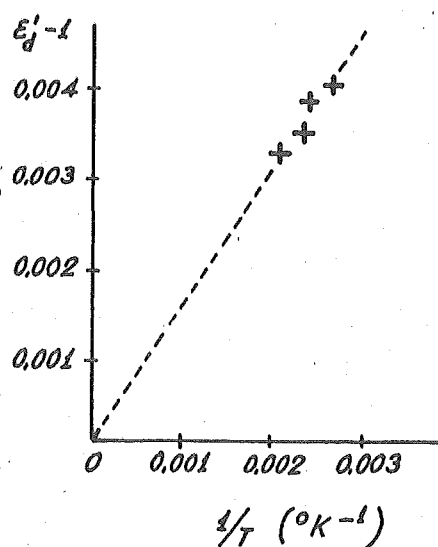


Fig. 4.9.

vemos que $\epsilon' - 1$ varía directamente con N e inversamente con T . La constante dieléctrica ha sido medida, experimentalmente, para varias temperaturas y los resultados, para el vapor de agua, pueden verse en la Fig. 4.9. Como puede verse, la teoría concuerda bastante bien con la práctica.

La teoría mostrada hasta aquí, aunque satisfactoria, no es totalmente exacta, en primer lugar por la aproximación tomada para obtener la expresión (4.49). Como la teoría que habrá de emplearse para explicar la susceptibilidad magnética de las sustancias paramagnéticas es totalmente análoga a la necesaria aquí, posponemos hasta ese momento el perfeccionarla un poco más. El lector podrá emplear la que vea allí, en el caso presente, como simple ejercicio.

Nos queda, finalmente, analizar el comportamiento con la frecuencia. Y este análisis es bastante más complejo que el que realizamos para el caso de la electrónica y la iónica. La respuesta queda aquí limitada por una serie de factores bastante más amplia que lo era allí. Como primer punto con el que hay que contar es que aquí, los dipolos han de rotar y en su movimiento habrán de vencer una cierta resistencia que se traduce en pérdida de energía y un calentamiento consecuente. En líquidos viscosos, esta resistencia puede ser tan grande que, para campos de frecuencias relativamente altas, los dipolos no tienen tiempo para orientarse en la dirección del campo. Debido a ello, la polarización por orientación decrece según aumenta la frecuencia del campo aplicado (Fig. 4.5) llegando a anularse para frecuencias superiores a los $10^8 - 10^{13}$ Hz.

Todo lo anterior nos lleva a la definición de un tiempo de relajación que se define como el intervalo de tiempo necesario para que un sistema perturbado recupere su configuración de equilibrio. La frecuencia de relajación es el recíproco del tiempo de relajación.

Estas frecuencias de relajación dipolar varían en una amplia gama y dependen intensamente de la temperatura. En el agua, a la temperatura ambiente la relajación se produce aproximadamente a los 3×10^{10} Hz. En el hielo a -20°C en cambio, esta frecuencia es del orden de 1 Kc/seg.

Debye ha discutido un modelo muy acertado para la relajación dieléctrica en los líquidos polares y en las soluciones de moléculas polares en disolventes no polares; su conclusión fundamental es que la parte de la polarizabilidad debida a la orientación varía con la frecuencia en la forma:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + i\omega\tau} \quad (4.54)$$

donde τ es el tiempo de relajación y α_0 la polarizabilidad de orientación estática. Debye ha sugerido, además, que en los líquidos el tiempo de relajación viene relacionado con la viscosidad y la temperatura, por la relación aproximada

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{kT} \quad (4.55)$$

donde a es el radio de la molécula, supuesta esférica y η el coeficiente de viscosidad. Para el agua a la temperatura ambiente se obtiene $\tau \approx 10^{-11}$ seg, siendo $a \approx 10^{-8}$ cm y $\eta = 0,01$ poise, lo que da una frecuencia de relajación en concordancia con los datos experimentales. La forma de la expresión (4.55) para el

tiempo de relajación está caracterizado por la igualdad aproximada entre la energía térmica de rotación kT y el trabajo efectuado contra el par de fricción en la rotación de 1 radián. De acuerdo con Stokes, el par de fricción vale $8\pi\eta a^3\omega$, de donde resulta que el trabajo realizado en la rotación de 1 radián es $8\pi\eta a^3\omega$. Igualándolo a kT para $\omega = \omega_0$, tenemos:

$$\tau \equiv \frac{1}{f_0} \approx \frac{8\pi\eta a^3}{kT}$$

en acuerdo aproximado con (4.55). La idea básica de esta discusión es que la energía térmica es insuficiente para hacer girar la molécula y vencer la viscosidad cuando ω excede a ω_0 .

RELAJACION EN LOS SOLIDOS

Según Debye, podemos imaginar un modelo aproximado de la relajación dieléctrica en los sólidos dipolares suponiendo que cada molécula del sólido transporta un momento eléctrico permanente p que puede orientarse en las direcciones, paralela o antiparalela, al campo E . Estas orientaciones no son debidas a reglas determinadas de cuantificación, sino a la disposición de moléculas en el sólido.

El cálculo demuestra entonces que la variación en $1/T$ de α se cumple, no solo en el modelo de dos orientaciones, sino también en el modelo de orientación continua estudiado primeramente.

No haremos el estudio teórico del problema ya que no introduciría conceptos no vistos anteriormente. Únicamente daremos el resultado final, que es:

$$N\alpha = \frac{p}{E} = \frac{N p^2}{kT} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (4.56)$$

con N como número de moléculas por unidad de volumen. Como vemos, esta expresión es análoga a la (4.54).

Los tiempos de relajación de los sólidos son ordinariamente superiores a los de los líquidos. Este hecho es, en cierto modo, análogo al comportamiento de las velocidades de difusión en líquidos y sólidos. Algunos investigadores han relacionado, con éxito, las pérdidas dieléctricas observadas en los cristales con la presencia de defectos reticulares.

4.2.4. - CLASIFICACION DE LOS DIELECTRICOS SIMPLES SEGUN SU TIPO DE POLARIZACION. -

Pasemos, finalmente, a dividir los dieléctricos en tres grupos fundamen

tales de acuerdo con sus características respecto a la polarización. Según hemos visto hasta aquí, la permitividad relativa de un dieléctrico podemos expresarla como

$$\epsilon' = f(\epsilon'_e, \epsilon'_i, \epsilon'_d)$$

con la notación ya conocida.

Según la que domine, centrándonos en los sólidos podremos tener los siguientes tipos:

a) Dieléctricos con permitividad electrónica.

Cuando los iones que constituyen el dieléctrico son pequeños y relativamente no deformables, como es el caso en muchos polímeros, la contribución procedente de ϵ'_e a ϵ' domina sobre los demás. Igual ocurre cuando se encuentra con un número relativamente alto de electrones de conducción, como sucede en los elementos del grupo IV. Estos vienen representados en la Fig. 4.10 con la permitividad en función del número atómico. El tomar este último se debe a que es un buen indicador de su posición en la Tabla Periódica. Por esta razón, para compuestos, se emplea el número atómico medio.

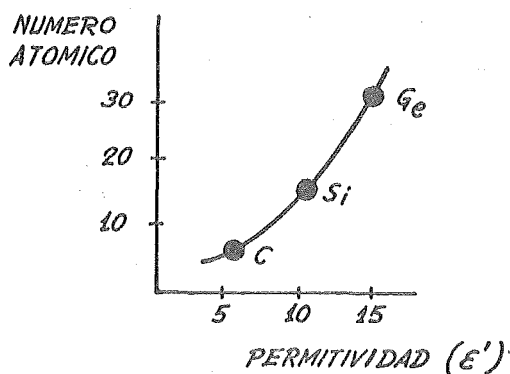


Fig. 4.10.

En el caso de los polímeros y de los elementos del grupo IV se cumple, como ya sabemos

$$\epsilon = \epsilon_e = n^2$$

donde n es el índice de refracción. En estos cuerpos es un hecho comprobado el que ϵ_e varía muy poco desde el ultravioleta hasta longitudes de onda mucho ma-

yores. (Compárese con la Fig. 4.1).

b) Dieléctricos con permitividad por polarización iónica.

En ellos la principal contribución al valor de la permitividad comienza a aparecer para longitudes de onda a partir del infrarrojo. En el caso más común se trata de compuestos iónicos no deformables, siendo los más comunes los haluros alcalinos, cuya representación es la de la Fig. 4.11.

c) Dieléctricos con permitividad por orientación de dipolos.

Dentro de este grupo se encuentran bastantes sustancias sólidas entre las que podemos citar a las resinas y a la celulosa. También quedarían incluidos aquí los líquidos orgánicos dipolares. En todos ellos, solo aparecerá para longitudes de onda superiores a las de las microondas.

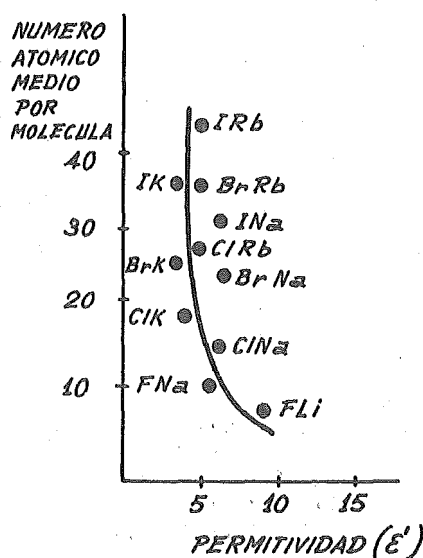


Fig. 4.11.

4.3. - POLARIZACION DIELECTRICA COMPLEJA. -

El término empleado aquí, "polarización dieléctrica compleja", se refiere a aquel tipo de polarización de carácter más complicado que el definido anteriormente y no a su forma matemática, esto es, a la aparición de una parte imaginaria. Esta puntualización que hacemos solamente tiene como finalidad la de evitar los equívocos a que pudiera conducir el término "compleja". Y una vez hecha la misma, pasemos al tema en sí:

Como dijimos en un principio, antes del comienzo del párrafo 4.2.1, la polarización tratada en 4.2 se refiere a la relativa a átomos o a estructuras muy simples, del tipo iónico, por ejemplo. Este no es el caso que se presenta en la

mayor parte de los dieléctricos de uso normal. Así, junto con los tipos de polarización vistos hasta aquí, aparecen otros cuya importancia es considerable ya que intervienen a frecuencias mucho más bajas que las de microondas, y que son, de hecho, las más comunes en la técnica electrónica. Esto no quiere decir que las vistas anteriormente dejen de influir, ya que, por ejemplo, la electrónica, es tará presente en la mayoría de los casos.

Estos nuevos tipos de polarización a que vamos a hacer mención, poseen un comportamiento bastante más complejo. (de aquí el término que hemos adoptado), que los simples, estudiados en 4.2. De hecho podíamos decir que el mismo depende de cada dieléctrico en particular. Y más aún, no de cada tipo de dieléctrico, porcelana, papel o el que hayamos tomado, sino de cada espécimen considerado. Así, una muestra de papel puede tener un comportamiento y otra que, aparentemente es igual, otro. Naturalmente, las diferencias no serán muy grandes, pero siempre aparecerán. Por todo ello, no presentaremos una teoría tan elaborada como se hizo con los otros tipos de polarización, sino que nos limitaremos a describirlos e indicar dentro de qué margen de frecuencias tienen importancia.

4.3.1.- POLARIZACION POR ORIENTACION DE MOLECULAS. -

Se encuentra este tipo de polarización en primer lugar, en vidrios inorgánicos y en ciertos tipos de sustancias cristalinas iónicas. En este caso, iones debilmente enlazados en el material, por la acción del campo eléctrico, adquieren un movimiento en la dirección del campo superior a cualquier otro en cualquier otra dirección originado por causas térmicas, originando una cierta polarización en el material. Dicho de otra forma, si previamente a la aparición del campo en el interior del cuerpo aparecían una serie de moléculas sin polarizar, la presencia de éste hace que las moléculas, en cierta forma, se deformen por aquellos puntos más debilmente unidos desplazándose los iones y dando lugar a una serie de dipolos cuya suma total deja de ser cero. Es como vemos, algo similar a la polarización iónica vista en 4.2.2. en el sentido de que es originada por un movimiento de iones, pero mientras allí son todos los iones los que participan en el fenómeno y la deformación de la malla es mínima, aquí son solo los iones más debilmente enlazados los que originan el fenómeno y el desplazamiento de estos puede ser apreciable.

Eliminando el campo eléctrico, la orientación de los iones desaparece gra

dualmente, dándose un tiempo, denominado de relajación, como indicativo de lo que dura el proceso. Este tiempo de relajación es el invertido por los iones orientados en disminuir la polarización en un factor de $1/e$ del valor inicial. Esto, igual que lo visto en el punto 4.2.3, limita el margen de frecuencias en el que se presenta, siendo igual que allí, de hasta $10^8 - 10^{13}$ Hz.

La variación de la permitividad ϵ_{ir} debida a este fenómeno es la mostrada en la Fig. 4.5. Esta curva se aplica solo a dieléctricos sólidos ya que, cuando se funden, los compuestos iónicos adquieren conductividad electrolítica. Como puede verse, la curva no presenta un máximo. Esto ocurre con los materiales cerámicos. En ellos, la polarización por orientación de iones aumenta según aumenta la temperatura y es debido a que el número de iones que toman parte en el proceso de polarización aumenta progresivamente por estar cada vez menos ligados a los átomos que les rodean.

Otro tipo de dieléctricos es el cual se presenta también esta forma de polarización es el de aquellos constituidos por óxidos. Ello se debe al hecho de que el ión oxígeno es relativamente grande y muy deformable. Por esta causa, los óxidos poseen en general una permitividad dominada por ϵ'_{ir} . La variación de la constante dieléctrica con respecto a la masa y al número atómico, es opuesta a la variación que se vió en 4.2.4.b, debido a que estas cantidades son proporcionales al número de electrones presentes en las cortezas electrónicas de los iones.

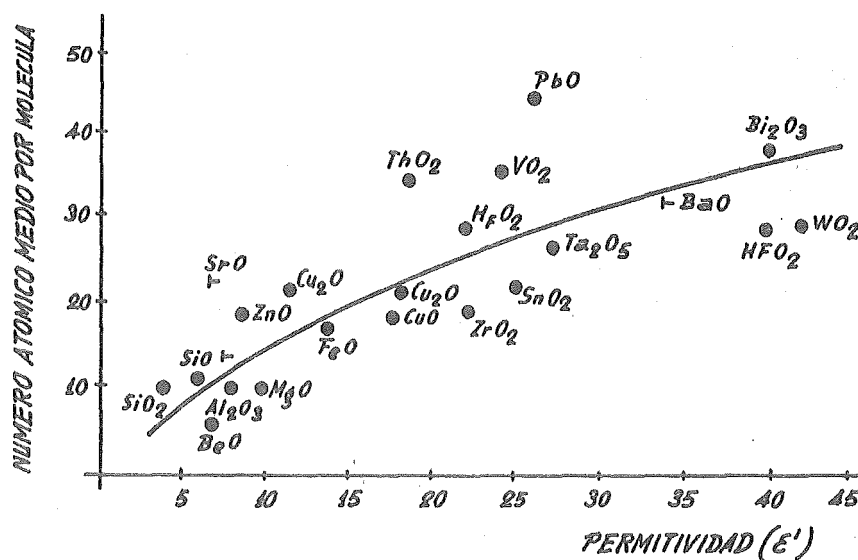


Fig. 4.12.

La inercia de la corteza, y de aquí su contribución a ϵ_d , aumenta con el núme-

ro atómico. Esto es lo que puede verse en la Fig. 4.12. Las variaciones que aparecen en esta gráfica con respecto a la curva central son debidas a variaciones en el volumen iónico.

Como consideración final podemos decir que ϵ'_{ir} es el tipo de permitividad con más importancia en la mayor parte de los dieléctricos amorfos con $\epsilon' > 10$.

4.3.2.- POLARIZACION POR ORIENTACION ELECTRONICA.-

Esta polarización es debida a la orientación de los huecos y electrones que puedan ser excitados térmicamente. La presencia de un campo externo orientará a estos huecos y electrones en sentidos contrarios de forma que el resultado es una cierta polarización.

Esta polarización ocurre preferentemente en dieléctricos con un alto índice de refracción, y una conductividad electrónica tipo n; así, por ejemplo, en el dióxido de titanio impurificado con Nb^{5+} , Ca^{2+} y Ba^{2+} . Son características por su alto valor de la permitividad relativa y también por la presencia de un máximo en la curva de ϵ' en función de la temperatura. Puede verse, también, que la permitividad relativa de las cerámicas que contienen titanio y poseen polarización de este tipo, disminuye según aumenta la frecuencia. Está intimamente relacionada con la estructural, que veremos a continuación, por lo que no haremos aquí ninguna consideración teórica dejándola para hacerlo posteriormente.

4.3.3.- POLARIZACION ESTRUCTURAL.-

Este último tipo de polarización, puede considerarse como un mecanismo adicional que aparece en sólidos de estructura no homogénea con inhomogeneidades macroscópicas y con un cierto número de impurezas, preferentemente conductoras y semiconductores. También puede ser debida a la presencia de capas de diferentes conductividades. Todas estas causas originan el que, al introducir el dieléctrico en un campo eléctrico, los electrones e iones libres de las impurezas presentes, emigren dentro de los límites de cada impureza, que de esta forma pasa a ser una especie de macromolécula polarizada.

Aparece únicamente a frecuencias muy bajas dejando de estar presente para los $10^3 - 10^8$ Hz y viene acompañada por una considerable disipación de energía eléctrica.

Como puede apreciarse de todo lo anterior, este nuevo tipo de polarización nos enfrenta con un mecanismo por complejo diferente de los anteriores. Y

debido al hecho de que es uno de los que más influencia tiene en los dieléctricos de uso normal, parece obligado el que le dediquemos alguna más atención que a los otros de este apartado.

El ejemplo clásico de este tipo de polarización, denominada también interfacial, es el del condensador de dos capas de Maxwell-Wagner (Fig. 4.13.).

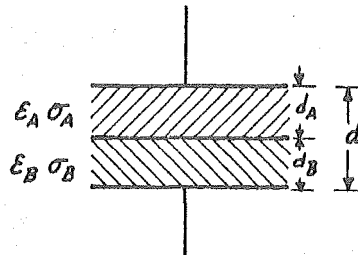


Fig. 4.13.

Vemos que el espacio entre placas consta de dos zonas diferenciadas en sus permitividades, ϵ_A y ϵ_B , y en sus conductividades σ_A y σ_B . Estas últimas, que no aparecían en los anteriores tipos, aquí pasan a desempeñar un papel primordial según veremos.

Cuando se aplica bruscamente un campo continuo, la distribución inicial de campo corresponde al requerimiento electrostático de la densidad de flujo constante

$$D_A = D_B$$

ó

(4.57)

$$E_A/E_B = \epsilon'_B / \epsilon'_A$$

Mientras que la distribución final sigue la condición de la continuidad de la corriente

$$J_A = J_B$$

(4.58)

$$E_A/E_B = \sigma_B / \sigma_A$$

El régimen transitorio que relaciona (4.57) con (4.58) puede obtenerse

con la ayuda del circuito equivalente de la Fig. 4.14, con

$$V = V_A + V_B$$

$$I = C_A \frac{dV_A}{dt} + \frac{V_A}{R_A} = C_B \frac{dV_B}{dt} + \frac{V_B}{R_B} \quad (4.59)$$

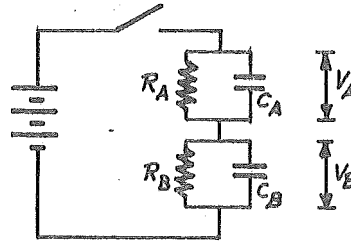


Fig. 4.14.

con

$$C_A = \frac{A}{d_A} \epsilon_A \quad C_B = \frac{A}{d_B} \epsilon_B$$

$$R_A = \frac{d_A}{A \sigma_A} \quad R_B = \frac{d_B}{A \sigma_B} \quad (4.60)$$

donde A es la superficie de las placas del condensador.

Resolviendo (4.59) para V_1 y V_2 obtenemos:

$$V_A = V \frac{R_A}{R_A + R_B} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{C_B R_B}{\tau} \right) e^{-t/\tau} \right\}$$

$$V_B = V \frac{R_B}{R_A + R_B} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{C_A R_A}{\tau} \right) e^{-t/\tau} \right\} \quad (4.61)$$

donde τ es el tiempo de relajación, ya definido anteriormente, y que aquí viene dado por

$$\tau = \frac{R_A R_B (C_A + C_B)}{R_A + R_B} = \frac{\epsilon_A d_B + \epsilon_B d_A}{\sigma_A d_B + \sigma_B d_A} \quad (4.62)$$

El campo varía exponencialmente desde el valor inicial a la distribución final.

Obtengamos ahora la solución estacionaria, en el caso de aplicar una ten

sión alterna $V = V_0 e^{j\omega t}$. Esto puede hacerse a partir de la admitancia del circuito.

$$Y = \frac{I}{V} = \frac{Y_A Y_B}{Y_A + Y_B} \quad (4.63)$$

donde

$$Y_A = \frac{1}{R_A} + j\omega C_A = \frac{1 + j\omega \tau_A}{R_A} \quad (4.64)$$

$$Y_B = \frac{1}{R_B} + j\omega C_B = \frac{1 + j\omega \tau_B}{R_B}$$

La constante de tiempo τ de la ec. (4.62) expresada en función de las de los circuitos RC aislados, τ_A y τ_B , es

$$\tau = \frac{R_A \tau_B + R_B \tau_A}{R_A + R_B} \quad (4.65)$$

De acuerdo ahora con $I = j\omega C_0 \epsilon'_{\infty} V$ vista anteriormente, podemos obtener la permitividad compleja del condensador como

$$Y = j\omega C_0 \epsilon'^* \quad (4.66)$$

donde

$$C_0 = \frac{A \epsilon_0}{d} \quad d = d_A + d_B$$

Por todo ello, el condensador de dos capas aparece, visto desde fuera, como un dieléctrico con una permitividad

$$\epsilon'_1 = \frac{\tau_A + \tau_B - \tau + \omega^2 \tau_A \tau_B}{C_0(R_A + R_B)(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (4.67)$$

que como puede verse pasa de valer

$$\epsilon'_{s1} = \frac{\tau_A + \tau_B - \tau}{C_0(R_A + R_B)} \quad (4.68)$$

para el régimen estacionario, a

$$\epsilon'_{\infty 1} = \frac{\tau_A \tau_B}{C_0(R_A + R_B) \tau} = \frac{1}{C_0} \frac{1}{\left[\frac{1}{C_A} + \frac{1}{C_B} \right]} \quad (4.69)$$

cuando la frecuencia se hace muy alta (zona óptica). Introduciendo ϵ'_{s1} y $\epsilon'_{\infty 1}$

de escribirse

$$\epsilon' = \epsilon'_{\infty 1} + \frac{\epsilon'_{s1} - \epsilon'_{\infty 1}}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (4.74)$$

Desde un punto de vista molecular, la constante dieléctrica para altas frecuencias (zona óptica), de un condensador de dos capas, será

$$\epsilon'_{\infty 1} = \frac{d / \epsilon_0}{\left[\frac{d_A}{\epsilon_A} + \frac{d_B}{\epsilon_B} \right]} \quad (4.75)$$

que vemos viene determinada por las permitividades reales de los dos medios, compuestas por las polarizaciones electrónica, iónica y de orientación. La constante dieléctrica estática será:

$$\epsilon'_{s1} = \epsilon'_{\infty 1} \left\{ 1 + d_A d_B \left(\frac{\frac{1}{\sigma_A} \sqrt{\frac{A}{\epsilon_B}} - \frac{1}{\sigma_B} \sqrt{\frac{B}{\epsilon_A}}}{\frac{d_A}{\sigma_A} + \frac{d_B}{\sigma_B}} \right)^2 \right\} \quad (4.76)$$

que es mayor que la de la zona óptica debido a que los medios A y B contienen cargas móviles con densidades respectivas N_A y N_B (m^{-3}), transportando cargas e_A y e_B con movilidades μ_A y μ_B . Debido a estas conductividades

$$\begin{aligned} \sigma_A &= N_A e_A \mu_A \\ \sigma_B &= N_B e_B \mu_B \end{aligned} \quad (4.77)$$

las cargas se acumulan en la interfase entre los medios A y B hasta que se establece la conductividad estática (ver Ec. 4.73).

$$\sigma = \frac{d / \epsilon_0}{\left(\frac{d_A}{\sigma_A} + \frac{d_B}{\sigma_B} \right)} \quad (4.78)$$

Según aumenta la frecuencia, la polarización interfacial comienza a retrasarse. La constante dieléctrica ϵ'_{s1} decrecerá a un valor mitad entre los valores estático y óptico, cuando se llegue a $\omega = 1/\tau$; el tiempo de relajación τ (Ec. 4.62) puede escribirse en forma análoga a las ecuaciones anteriores.

$$\tau = \frac{\epsilon_A d_B + \epsilon_B d_A}{\sigma_A d_B + \sigma_B d_A} = \frac{\epsilon_A \epsilon_B \left(\frac{d_A}{\epsilon_A} + \frac{d_B}{\epsilon_B} \right)}{\sigma_A \sigma_B \left(\frac{d_B}{\sigma_B} + \frac{d_A}{\sigma_A} \right)} \quad (4.79)$$

Midiendo así ϵ'_{∞} , ϵ'_s y τ podemos calcular los parámetros dieléctricos ϵ_A , ϵ_B , σ_A y σ_B de las dos capas, siempre que conozcamos d_A/d_B .

Vemos así, como consecuencia de todo lo anterior, que el efecto de tener dos dieléctricos de diferentes características unidos, altera grandemente las propiedades del conjunto. El mismo efecto se obtendría, en cambio, en los tres casos mostrados en la Fig. 4.16. Dividiendo las capas de materiales (A) y (B) en n_A y n_B subcapas iguales de espesores Δ_A y Δ_B , se puede comprobar que nada

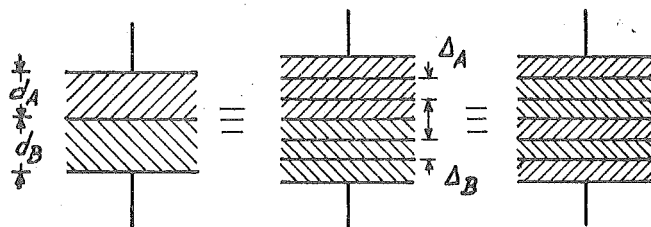


Fig. 4.16.

ha cambiado. Solo habría que reemplazar en las ecuaciones anteriores:

$$d_A = n_A \Delta_A \text{ y } d_B = n_B \Delta_B.$$

Igual podríamos apilar las subcapas de (A) y (B) alternadamente o en cualquier otra secuencia (Fig. 4.16); ya que la impedancia total no ha variado, la respuesta del dieléctrico permanece inalterada. En el límite de esta subdivisión, podríamos llegar a un espesor molecular y enlazar así con la polarización iónica si no existiera en ésta el fenómeno de resonancia ya visto.

Así pues, mientras que la forma y la orientación con respecto al campo permanezcan constantes (capas apiladas en serie), y la cantidad relativa del medio (A) al (B) siga inalterada (expresada por la relación de espesores totales, d_A/d_B), la permitividad compleja del dieléctrico compuesto permanecerá fija.

Podemos ahora cambiar la geometría de medio (2), manteniendo el valor

de su masa, y dispersarle en el medio (1), dándole la forma de esferas, elipsoides o cilindros, pero de tal manera que la interacción entre estas partículas sea despreciable. Y ya que la distorsión del campo que origina una partícula polariza depende de su forma y de la orientación relativa con respecto al campo aplicado, la permitividad ϵ'' variará ahora según dicha forma y orientación según puede verse en la Fig. 4.17. Así, por ejemplo, puede producirse una verdadera distribución de los tiempos de relajación variando la orientación de las partículas elipsoidales.

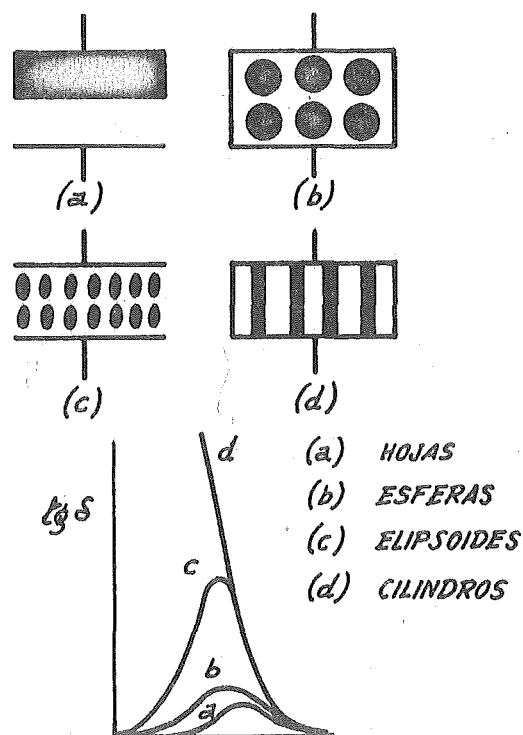


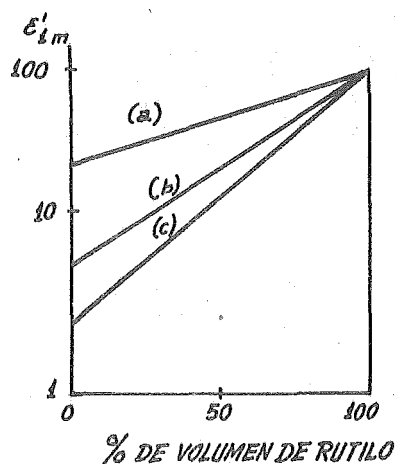
Fig. 4.17.

Así pues, un medio (2), altamente diluido en un medio soporte (1), y con una forma y orientación fija, da un espectro de relajación simple con solamente un tiempo de relajación. En cambio, cuando se dispersan \underline{n} medios, en el medio (1), aparecen \underline{n} tiempos de relajación; de acuerdo con esto, un condensador de $\underline{(n+1)}$ capas de diferentes dieléctricos posee \underline{n} tiempos de relajación. Así, podrán confeccionarse absorbedores de banda ancha, por ejemplo, apilando discos de dieléctricos elegidos adecuadamente.

Cuando la concentración c de material (2) en el de soporte (1) comienza a ser alta, las áreas de campo distorsionado alrededor de cada partícula comienzan a solaparse y, con ello, a interaccionar. Naturalmente, si se representan las características dieléctricas en función de la concentración, la gráfica habrá de partir de las propiedades del medio (1) y llegar a las del (2). La forma de la gráfica entre ambos puntos ha sido un problema discutido durante bastante tiempo siendo una de las leyes más utilizadas la regla de Lichtenecker, que da la permittividad ϵ'_{1m} de una mezcla de ϵ'_{1a} y ϵ'_{1b} con relaciones entre los volúmenes de sus componentes de ϑ_a y ϑ_b :

$$\log \epsilon'_{1m} = \vartheta_a \log \epsilon'_{1a} + \vartheta_b \log \epsilon'_{1b} \quad (4.80)$$

Esta regla ha sido confirmada por Büchner para dieléctricos mixtos que contenían TiO_2 (rutilo), como una de las dos fases. (Fig. 4.18).



- a) Cerámica de óxido de Zirconio-Rutilo.
- b) Celulosa plástica con rutilo.
- c) Polietileno con rutilo.

Fig. 4.18.

Sin embargo, la validez de esta ley está evidentemente limitada debido a que la forma, el tamaño y la distribución de las partículas son parámetros empíricos que afectan a la polarización.

La polarización interfacial aparece, así, cuando se unen dieléctricos que difieren en sus conductividades y requieren, por ello, diferentes gradientes de vol

taje para llevar corrientes de densidad constantes. La migración de los portadores de carga a través de cada dieléctrico en particular y su transferencia a los electrodos se supone entonces que no sufre ningún impedimento. Esta suposición es en realidad, muy estricta y no cumplida por la mayor parte de los materiales ya que en ellos aparece el efecto de la absorción dieléctrica, incluso en los condensadores de dieléctrico homogéneo. Este fenómeno puede describirse así:

Una tensión constante V aplicada en el instante $t = 0$ a un material uniforme (una lámina cristalina, por ejemplo), origina, después de haber adquirido una carga inicial de valor CV , una pequeña corriente de I_c , que decae al cabo de minutos, horas, días o, incluso, meses. Si pasado un tiempo T se ponen en corto los electrodos se origina una corriente de descarga $-I_d$ de sentido opuesto que decrece de acuerdo con la misma ley. Esta corriente $-I_d$ puede representarse en cualquier otro tiempo $t_1 \gg T$ como la diferencia entre una corriente $-I_c$, comenzando en $t = T$, y la corriente primaria positiva $+I_c$, extrapolada a $t = t_1$ (Fig. 4.19). Esta ley de superposición establece entonces que

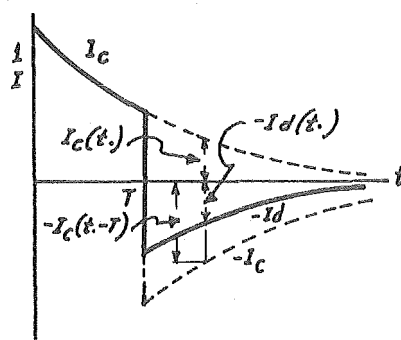


Fig. 4.19.

$$-I_d(t_1) = -I_c(t_1 - T) + I_c(t_1) \quad (4.81)$$

que no es otra cosa que la expresión de que la carga residual total almacenada por el dieléctrico es devuelta durante el proceso de descarga.

Este efecto de absorción en el dieléctrico es así, en general, la prueba de la creación de una carga espacial en el material. Los portadores de carga son obligados a desplazarse a través del volumen para descargarse libremente en un electrodo, siendo reemplazados espontáneamente en el otro a fin de evitar la distorsión del campo. Todo esto representa una conjunción de hechos raramente exis

tente en los no metales. Por ello, la polarización por carga espacial juega un papel predominante, y muchas veces no reconocido, en el fenómeno de la polarización eléctrica. Dependiendo así de la movilidad relativo de aniones y cationes y de la situación de los electrodos, aparecerá una gran variedad de distribuciones de campo, con las consecuencias que ya pueden preverse sobre las características del material.

5. FENOMENOS EN MATERIALES DIALECTRICOS

INTRODUCCION. -

Estudiados en el capítulo anterior los mecanismos básicos que gobernaban el origen de los diferentes tipos de polarización en un dieléctrico, nos queda ahora hacer una revisión de los restantes parámetros que caracterizan al mismo y que han sido ya presentados en su mayor parte. Son estos, los fenómenos de conducción y el de la rigidez dieléctrica. De los primeros ya se habló en la discusión de la polarización interfacial y por carga especial. Se consideró la existencia de una conductividad óhmica en los dieléctricos, y fué presentada una interpretación molecular sencilla de la misma dada por

$$\sigma = Ne \mu \quad (5.1)$$

que podía tomarse como procedente del movimiento portadores de carga de valor individual e , con una densidad N y una movilidad μ en la dirección del campo aplicado. Pero esta era una interpretación muy sencilla y que apenas podía aplicarse a -- ningún caso real. Queda estudiar cómo varia el comportamiento de acuerdo con el medio externo y cómo lo hace con variaciones de la temperatura y de la intensidad del campo.

Trataremos de resolver en éste capítulo dichos puntos haciendolo de forma similar a como se hizo para la polarización, esto es, partir de los casos más fáciles, como son los gases, pasar, a continuación, a los líquidos para llegar finalmente a los sólidos. De esta forma se comenzará estudiando un fenómeno elemental y perfectamente aislado el de los gases, que nos de fundamento para la mejor comprensión posterior de las situaciones complejas: las de los sólidos.

5.1. FENOMENOS DE CONDUCCION EN GASES. -

Supongamos que el espacio comprendido entre los dos placas de un condensador se encuentra lleno de un gas a baja presión y que entre las placas conectamos, no un voltaje alterno con frecuencia variable como se hizo en el capítulo 4, sino una

tensión continua de magnitud creciente. Si mediante un registrador suficientemente sensible se traza la curva corriente en función del voltaje, se obtendrá una gráfica como la de la Fig. 5.1.

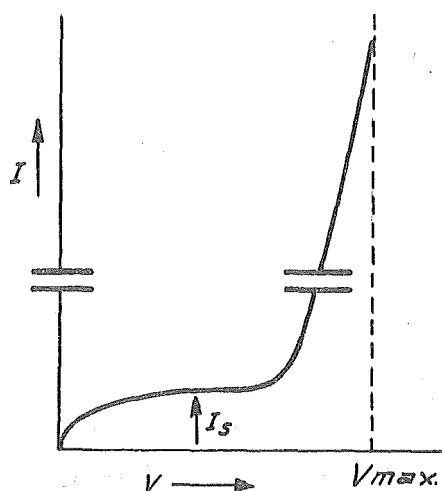


Fig. 5.1.

Este tipo de curva, analizada en primer lugar por Townsend, contiene dos zonas principales de información:

1.- Después de una subida inicial, la característica alcanza un valor de saturación para la corriente, I_s , indicando que los portadores de carga están siendo generados en el gas a velocidad constante.

2.- Un incremento en el voltaje, pasada esta región, conduce a una segunda subida muy rápida de la corriente hasta que, para un voltaje crítico, denominado tensión de ruptura V_{max} , el gas pasa subitamente de ser un aislante relativamente bueno, a ser un conductor excelente.

Para explicar este rápido incremento de los portadores de carga, Townsend introdujo el concepto de avalancha. Este fenómeno, podría resumirse así:

Un electrón, al avanzar una distancia dx en la dirección del campo libera un nuevo electrón mediante ionización por choque con una probabilidad αdx ; de aquí que n electrones pasen a ser $n+dn$ al cabo de dx , siendo

$$dn = n \alpha dx \quad (5.2)$$

Por ello, si del cátodo ($x=0$) han partido η_0 electrones, al ánodo ($x=d$) llegarán

$$N = \eta_0 e^{\alpha d} \quad (5.3)$$

Esto es, cada electrón produce una avalancha de electrones y el valor de de la misma viene caracterizado por el parámetro α , denominado primer coeficiente de Townsend.

Multiplicando ambos miembros por la carga electrónica, queda transformada en una ecuación de intensidad de la forma.

$$I_b = I_o C^{\alpha d} \quad (5.4)$$

donde I_b es la corriente que llega al ánodo e I_o representa la corriente en el cátodo producida por los agentes ionizantes externos. Si I_o baja hasta cero, I_b hará lo mismo. En otras palabras, si cesa la excitación exterior, la descarga se interrumpe. De ahí proviene la denominación de descarga no automantenida.

Con los mecanismos anteriores no parece haber suficiente para llegar a producirse una descarga mantenida. El proceso más verosímil para que la haya es el de la emisión de electrones en el cátodo, debido al bombardeo con iones positivos (denominado, corrientemente, emisión secundaria por iones positivos). Estos iones procederán de aquellos átomos del gas, ionizados, bien por causas naturales o bien por colisión de los electrones que constituían la corriente I_o . Si llamamos I_s a la corriente de esos electrones liberados en el cátodo e I_e a la de los electrones creados por excitación exterior, la corriente total lo será ahora.

$$I_o = I_s + I_e \quad (5.5)$$

Si era I_b la corriente en el ánodo, esta misma corriente la hemos de tener en todo el espacio ocupado por el gas, ya que no puede tenerse acumulación de cargas. Como la corriente total de electrones es I_o , el resto, $I_b - I_o$, ha de ser la corriente de iones.

Si ahora, cada ión positivo libera, como promedio, γ electrones del cátodo, se tendrá:

$$I_s = \gamma (I_b - I_o) \quad (5.6)$$

de donde combinando las ecuaciones (5.4), (5.5.) y (5.6) se obtiene

$$I_b = \frac{I_e e^{\gamma d}}{1 + \gamma - \gamma e^{\alpha d}} \quad (5.7)$$

Como el proceso de producir electrones bombardeando el cátodo con iones positivos es bastante ineficaz, γ es una magnitud pequeña. Sus valores representativos se extienden de 0,20 a 0,001, lo que significa que, como promedio, para la liberación de un solo electrón han de incidir en el cátodo de 5 a 1000 iones, positivos. Matemáticamente se deduce que la corriente aumentará ilimitadamente cuando

el denominador de la ecuación (5.7) se haga igual a cero. Es decir, que la descarga se producirá cuando

$$e^{\alpha_d} = 1 + \gamma \quad (5.8)$$

Como, físicamente, la corriente no puede incrementarse ilimitadamente, la deducción ha de interpretarse en el sentido de que cuando el primer miembro de ésta igualdad se aproxima a $1 + \gamma$, se experimentará un gran aumento de la intensidad, produciéndose la transición desde la descarga no automantenida a la automantenida.

La existencia de una descarga automantenida requiere que el número de iones producidos por un electrón al trasladarse desde el cátodo hasta el ánodo, sea causa de que se regenere otro electrón cuando aquellos chocan con el cátodo. La ecuación (5.8) expresa en realidad, este criterio. Para comprobarlo, puede verse que si η_0 electrones abandonan el cátodo por segundo, en su paso del cátodo al ánodo, producirán $(\eta_0 e^{\alpha_d} - \eta_0)$ iones por segundo. Por esto, cuando un electrón abandona el cátodo, produce $(e^{\alpha_d} - 1)$ iones positivos en el cuerpo del gas. Estos iones positivos crean, a su vez, por el proceso γ en el cátodo, $\gamma(e^{\alpha_d} - 1)$ electrones. Evidentemente, si éste número es exactamente igual a la unidad, un electrón emitido originariamente en el cátodo, dará origen a la emisión de otro electrón desde el mismo cátodo. Este nuevo electrón, en forma parecida, será causa de la formación de un tercer electrón, continuando así indefinidamente. En otros términos, la descarga no requiere ya ningún agente exterior para su mantenimiento. La condición para ello es:

$$\gamma(e^{\alpha_d} - 1) = 1 \quad (5.9)$$

que, como puede verse, es equivalente a la ec(5.8)

Nos queda ahora estudiar con algún detalle los diferentes parámetros que intervienen en la expresión (5.9) y sobre todo, investigar la forma en que afecta el espesor de la capa d de gas dielectrico a la tensión de ruptura. Igualmente queda establecer el origen de los η_0 electrones de partida.

La probabilidad de que un electrón llegue a ionizar por impacto, depende claramente, de su energía cinética y de la estructura atómica del átomo o molécula con el que choca. Ya que, como sabemos, las configuraciones electrónicas de los átomos o moléculas pueden poseer varios estados excitados, existirá una probabilidad muy alta de que la energía cinética acumulada por el electrón y debida al campo externo sea invertida en excitar electrones del átomo o molécula con el que choquen, originando estos después una emisión de luz o algún otro proceso secundario. Debido a ello, el electrón se decelerará y deberá comenzar de nuevo. Esto queda graficamente demostrado mediante el experimento de Franck-Hertz, ya cono-

cido de Física General. Además de esto, los gases electronegativos pueden atrapar a los electrones al mismo tiempo que se deceleran y por ello, quedan como iones negativos inactivos. Los iones no son efectivos como ionizadores por choque, hasta que alcanzan una energía cinética mucho mayor que la de los electrones. Predecir por todo ello, cuando se llega a originar una avalancha de electrones, requiere una discusión muy detallada del movimiento de un electrón en función de su velocidad. Este cálculo, totalmente de tipo estadístico, no será presentado aquí ya que se sale de nuestra materia. Unicamente diremos que los resultados experimentales dan que aparece un máximo en las curvas características de la probabilidad de ionización para velocidades del electrón del orden de 10^2 eV. La probabilidad de ionización de Townsend es, así, un término experimental obtenido por la adecuada integración sobre un margen muy amplio y no muy bien determinado de velocidades.

Una situación similarmente compleja aparece para la determinación de la probabilidad de regeneración γ . La probabilidad de que un ión positivo libere un electrón en el cátodo es una función del tipo de ión, de su energía cinética y de la situación y características del metal de la superficie con la que choca. Igualmente, un nuevo electrón puede liberarse en el cátodo, no solamente por choque de iones, sino también por efecto fotoeléctrico o por emisión térmica o por campo eléctrico.

El espesor d del dieléctrico de gas vemos interviene en las expresiones anteriores de forma exponencial. Por ello un pequeño incremento en la distancia d originará un gran incremento en el valor de $(e^{\alpha d} - 1)$ y por ello una drástica disminución del voltaje de ruptura. Esto puede observarse en el margen de las bajas presiones, en el que el número de choques de un electrón que atraviesa el espacio entre electrones es pequeño. El número de choques es proporcional al producto $= (pd)$ debido a que la presión del gas p (o más exactamente, la densidad del gas) es inversamente proporcional al camino libre medio de un electrón. Paschen, en 1889, encontró que la ruptura en un determinado gas ocurría para una tensión que era función únicamente de éste producto. Este hecho representa una ley de similitud: disminuyendo el espesor del dieléctrico en un cierto factor e incrementando la densidad del gas en el mismo factor, se mantiene el parámetro importante, la caída de voltaje, inalterado.

Al medir las curvas de Paschen (Fig. 5.2) se encuentra que, a partir de un cierto valor de pd lo anterior deja de cumplirse: para altas presiones o grandes separaciones entre los electrodos, el voltaje de ruptura vuelve a hacerse mayor.

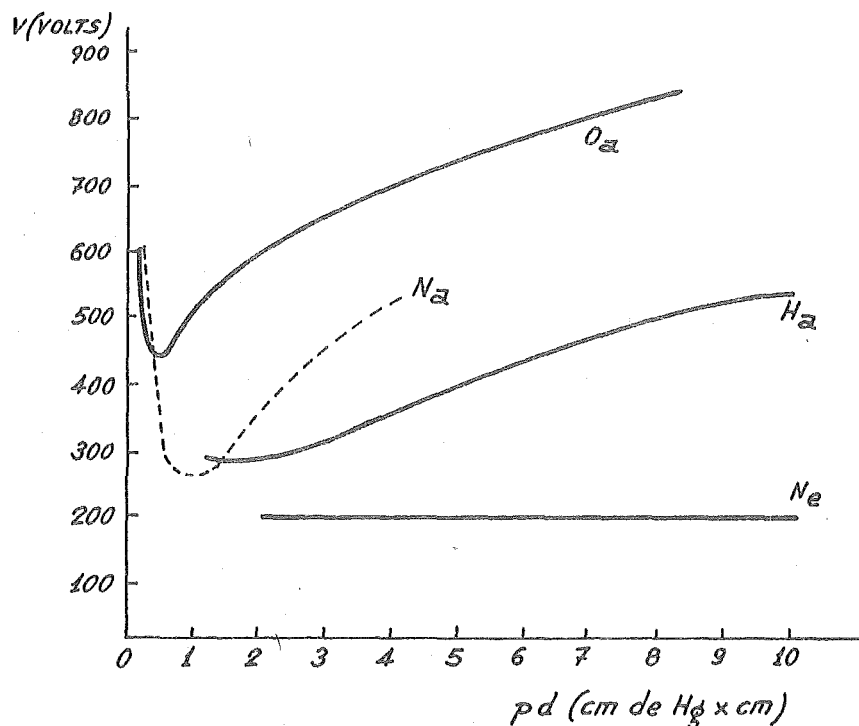


Fig. 5.2

El mínimo en la curva de Paschen indica que en ese momento el número de choques es tan exacto que la energía cinética que acumulan los electrones es la más idónea para la ionización. A la izquierda de dicho mínimo, el número de colisiones es demasiado pequeño para llegar a originar la avalancha con el voltaje del mismo, mientras que a la derecha ocurren demasiados colisiones y gran parte de la energía se invierte en procesos de excitación. La misma curva de Paschen puede considerarse como una línea de equilibrio ($1 \rightarrow 1$) en la que un electrón origina otro electrón, y que separa una región inferior para la que la avalancha es demasiado pequeña para llegar a regenerar un electrón a partir del de partida ($1 \rightarrow < 1$), de otra superior en la que se libera más de un electrón en el cátodo ($1 \rightarrow > 1$), (Fig. 5.3)

El modelo presentado hasta aquí parece implicar que la evolución del proceso de ruptura requiere, al menos, el intervalo de tiempo necesario para que los iones positivos atraviesen la separación entre cátodo y ánodo. Las primeras experiencias, realizadas por Rogowski en 1928, esperaban por ello encontrar tiempos de ruptura del orden de 10^{-4} segs a presión atmosférica. Los resultados fueron tiempos de 10^{-6} a 10^{-7} segs. Este hecho pareció echar por tierra la teoría de Townsend hasta que se encontró otro hecho fundamental que había sido despreciado: la influencia

de la carga espacial sobre la distribución original del campo (línea de trazos de la Fig. 5.3 (b))

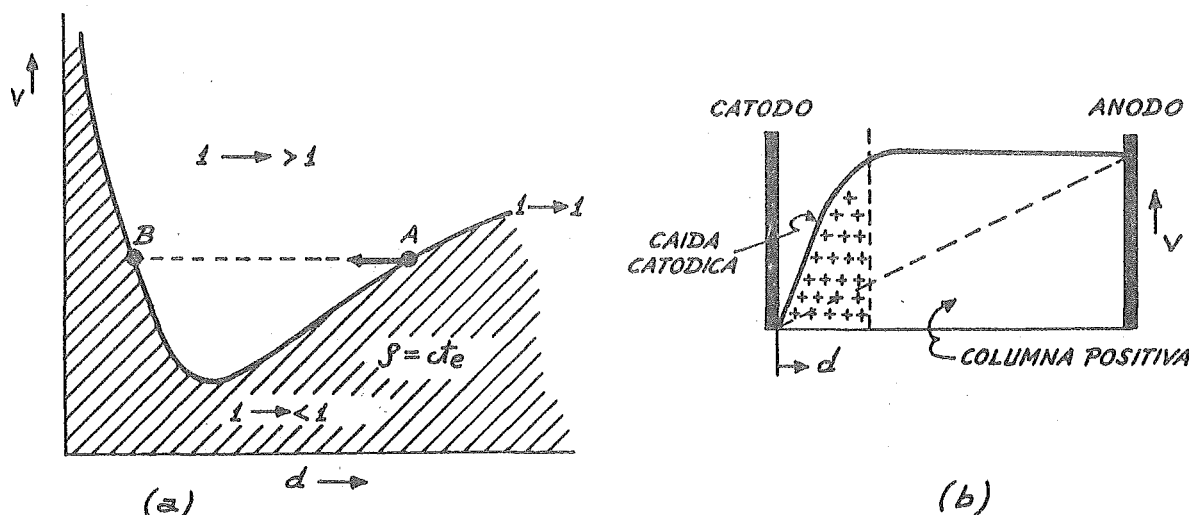


Fig. 5.3

Cuando los electrones quedan en el ánodo, la carga espacial de la avalancha de iones positivos quedan atrás. Y así, la carga espacial de unas cuantas avalanchas sucesivas puede ser suficiente para "contraer" el campo, sin ningún movimiento de los iones, y originar una caída catódica bastante abrupta (Fig. 5.3(b)). Por ellos, los iones positivos tienen que avanzar solamente una pequeña distancia enfrente del cátodo, ayudados por campos muy intensos, para originar una ruptura final. Esto tiene lugar en tiempos del orden de los obtenidos experimentalmente.

El concepto básico anterior, de que los electrones ionizan y de que la diferencia de velocidades entre estos electrones rápidos y los lentos iones positivos llega a polarizar al dielectrico, tiene muchas aplicaciones de interés. Así, por ejemplo, si volvemos a la curva de Paschen y a su interpretación como una línea de separación entre dos regiones caracterizada por una relación de regeneración 1:1, puede observarse que una ruptura iniciada a la derecha del mínimo debe conducir a una inestabilidad (Fig. 5.3). Así, cuando se inicia la ruptura en un punto tal como el A, la carga espacial positiva que queda enfrente del ánodo actúa como una especie de reductor de la separación entre electrodos. El campo en la zona del cátodo aumenta, y el punto de trabajo virtual se desplaza hacia la izquierda a una región de mayor efectividad. La relación de regeneración, y con ella la contracción del

campo, aumenta de forma acelerada, pero disminuye cuando se acerca el punto de trabajo a la parte izquierda de la curva. La estabilización final tiene lugar cerca del punto B si el voltaje entre los electrodos se mantiene constante; la corriente, de medirse, podría observarse había aumentado en varios órdenes de magnitud.

El campo principal aparece ahora concentrado en una pequeña zona denominada caída catódica, que se presenta como el espacio oscuro de una descarga luminiscente, en ella los iones se dirigen hacia el cátodo para conseguir la regeneración de electrones. El resto del espacio entre electrodos aparece puenteado por la "columna positiva". Esta región no es sino una mezcla de electrones e iones positivos, de alta conductividad, que requiere sólo un pequeño gradiente de voltaje para mantener un flujo de corriente. En este nuevo punto de trabajo cerca de B, la descarga posee "estabilidad longitudinal", ya que una contracción de la caída catódica debido a un incremento estadístico de la ionización conduce a un menor rendimiento de la ionización con la consiguiente expansión y viceversa. La columna positiva es la fuente de luz de la descarga luminosa, ya que en ella los electrones son lentos y disipan la mayor parte de su energía en procesos de excitación electrónica.

Debido a que los electrones y los iones juegan tan diferentes papeles en la ruptura y el consiguiente establecimiento de las descargas en los gases, esto es, los electrones originando la excitación y la ionización, y los iones, la formación de la carga especial y su regeneración, la ruptura en campos no homogéneos es un proceso típicamente dependiente de la polaridad. Las formas de las figuras de las descargas positiva y negativa son de gran importancia para una gran variedad de fenómenos desde los contadores Geiger y las cámaras de Wilson a la interpretación de los rayos atmosféricos.

Nos queda finalmente el estudio del último parámetro que intervenía en este fenómeno. Vimos que toda la compleja secuencia de fenómenos presentados tenían su inicio en unos pocos electrones, n_0 . El problema es, pues, el de la determinación del origen de los mismos, si se ha excluido la emisión espontánea desde el cátodo. Detallados estudios realizados cuando se descubrió el fenómeno adjudicaron dicho origen a agentes ionizantes ajenos al sistema considerado. De todos ellos, los que parecieron tener más importancia fueron los agentes radioactivos espureos presentes en la corteza terrestre, en el aire y en las paredes del condensador gaseoso en el seno del cual se producía la descarga. Pareció, por ello, que el efecto quedaría grandemente aminorado si el condensador, convenientemente precintado, era llevado a una cierta altura. Enviados en globos sonda se encontró, sorprendentemente que, después de una disminución inicial, aparecía un considerable aumento. Esto demostró que el origen de la ionización provenía de radiaciones procedentes de capas superiores a la atmosférica. Gracias a este hecho fueron descu-

biertos los rayos cósmicos.

Investigaciones sistemáticas del proceso de recombinación mostraron que los electrones libres producidos por esta ionización primaria eran atrapados, en general después de un intervalo de tiempo considerablemente pequeño, para formar pequeños "iones negativos" de tamaño molecular. Estos pequeños iones, a su vez, eran capturados por partículas de polvo, polen, etc para formar "iones" de mayor tamaño. Finalmente, los portadores de carga positivos y negativos volvian a desaparecer por recombinación.

Un campo externo podia llegar a interferir con ésta secuela de hechos. En primer lugar, la recombinación podía ser inhibida y los iones formados, constituir una corriente de saturación. Según sea incrementando el campo, se van manteniendo libres los electrones y dispuestos en condición de ionizar por choque, según hemos visto. El número η_0 de electrones de partida es, por ello, un factor estadístico que dependerá de las condiciones de ionización, del gas, y del campo aplicado.

Como resumen de todo lo anterior y a fin de sintetizar las ideas expuestas veamos la secuencia completa de hechos que se presentan en la conducción y ruptura en los gases sobre los que actua una tensión continua:

- 1.- Ionización por causas externas (radioactivas, rayos cosmicos,)
- 2.- Captura de los electrones y recombinación de iones.
- 3.- Anulación, por campos externos, de los dos efectos anteriores.
- 4.- Aceleración de los electrones
- 5.- Deceleración por excitaciones electrónicas
- 6.- Ionización por impacto y formación de la avalancha
- 7.- Regeneración de los electrones en el cátodo por impacto de iones, efecto fotoeléctrico, etc.
- 8.- Distorsión del campo por carga espacial positiva
- 9.- Contracción del campo en una caída catódica
- 10.- Formación de una descarga luminosa
- 11.- Remate de la ruptura mediante arco, extrayendo electrones del cátodo mediante emisión termoiónica o por campo.

5.2. FENOMENOS DE RUPTURA EN LIQUIDOS Y SOLIDOS. -

La tensión de ruptura del aire, a la presión atmosférica, en un campo homogéneo, es del orden de 30 Kv/cm (3 Mv/m). Si una ley similar a la de Paschen - pudiera extrapolarse a las densidades que aparecen en solidos y líquidos, esto es, - al equivalente de un gas a 1000 atm., debería obtenerse una tensión de ruptura de - entre 10^3 y 10^4 Mv/m para las fases condensadas.

La realidad es que los valores medidos en la mayor parte de los aislantes son del orden de entre 10 y 100 veces menores. Por ello debemos inferir que los fenómenos que deben presentarse son muy diferentes, De hecho, incluso, serán muy diferentes de líquidos a sólidos. Como, normalmente, la mayor parte de las veces trataremos con dieléctricos sólidos, haremos un especial hincapié en ellos, dando unos breves ideas de lo que ocurre en líquidos.

5.2.1. RUPTURA EN DIELECTRICOS LIQUIDOS. -

Los líquidos poseen voltajes de ruptura muy superiores a los de los gases en condiciones normales. De hecho, es muy difícil llegar a la ruptura en un líquido puro. Sin embargo, siempre existen gases y pequeñas partículas en los líquidos. La presencia de estas impurezas complica grandemente el fenómeno de la ruptura en líquidos haciendo muy difícil elaborar una teoría en ellos de la misma. De hecho, existen un gran número de intentos de explicación del mecanismo aunque ninguno satisfactorio. No nos detendremos mucho en éste punto ya que con respecto a las aplicaciones electronicas como hemos dicho, salvo en algunos casos, no es un problema crucial.

Unicamente haremos mención algunas de las teorías mas significativas.

La teoría térmica hace originar a la ruptura en el calentamiento parcial del líquido que hace que, en lugares donde existe una gran cantidad de impurezas, se formen "puentes" gaseosos entre los electrodos.

La teoría de una ruptura puramente eléctrica explica el fenómeno como el resultado de una extracción de electrones de los electrodos metálicos o de la desintegración de las moléculas del propio líquido.

La realidad es que los experimentos demuestran que la mayor influencia sobre la ruptura radica en las impurezas presentes en el líquido. Pero esta influencia es muy pequeña en el caso de ruptura por pulsos. En este caso, la tensión de pulsos necesaria para causar ruptura es de entre cinco y seis veces mayor que en el caso de continua.

Para frecuencias de radio, el efecto principal, en cambio, es el del calentamiento. Esto explica el hecho de la reducción de los voltajes de trabajo para dieléctricos líquidos, comparativamente con el caso de aplicar bajas frecuencias.

5.2.2. RUPTURA EN DIELECTRICOS SOLIDOS. -

Existen cuatro tipos de ruptura en dieléctricos sólidos:

- a) Ruptura eléctrica en dieléctricos homogéneos macroscópicamente
- b) Ruptura eléctrica en dieléctricos no homogéneos

c) Ruptura térmica

d) Ruptura electroquímica

Cada uno de estos mecanismos de ruptura puede ocurrir a un determinado material de acuerdo con la naturaleza del campo eléctrico (según sea continuo, alterno pulsado, de alta o baja frecuencia, etc), con la presencia de defectos, de poros, con la temperatura, con el tiempo que está actuando el voltaje, etc.

Estudiemos a continuación, brevemente, cada uno de estos tipos.

5.2.2.1. - RUPTURA ELECTRICA EN DIELECTRICOS HOMOGENEOS. -

Este tipo de ruptura se desarrolla rapidamente. Normalmente no tarda mas de 10^{-7} - 10^{-8} seg en ocurrir. No depende de la energía térmica, aunque la tensión de ruptura puede depender algo de ella, apareciendo en los momentos iniciales unos pequeños canales muy estrechos a través del dieléctrico.

Esta ruptura es, por naturaleza, un proceso puramente electrónico en el que unos pocos electrones inician una avalancha de ellos. De acuerdo con las nuevas teorías, estos electrones disipan su energía cinética, obtenida a partir del campo eléctrico, excitando vibraciones elásticas en la malla cristalina. Cuando los electrones alcanzan una cierta velocidad crítica, pueden llegar a liberar nuevos electrones con lo que el estado estacionario queda roto, esto es, aparecerá una ionización -- por colisión.

Una ruptura puramente eléctrica ocurrirá cuando se eliminen los efectos de conductividad y pérdidas dieléctricas, que originan el calentamiento material y no aparezca ionización en el posible gas ocluido. En el caso de un campo uniforme y de un material con una estructura completamente homogénea, el voltaje de ruptura puede usarse como una medida de la rigidez dieléctrica de dicho material. Estas condiciones se satisfacen, de hecho, para los compuestos de los haluros alcalinos monocristalinos y algunos polímeros orgánicos. En este caso, la tensión de -- ruptura es del orden de 10^4 KV/cm.

5.2.2.2. RUPTURA ELECTRICA EN DIELECTRICOS NO HOMOGENEOS. -

Este tipo de ruptura es característico de los dieléctricos comerciales que en la mayor parte de los casos contienen algo de gas ocluido. Igual que la ruptura vista en 5.2.2.1. se desarrolla muy rápidamente. Las tensiones de ruptura de los dieléctricos no homogéneos en un campo uniforme son, por lo general, muy similares. Esto puede verse en la Fig. 5.4. donde se muestra la tensión de ruptura en función del espesor de la muestra para cerámicas a 50 c/s.

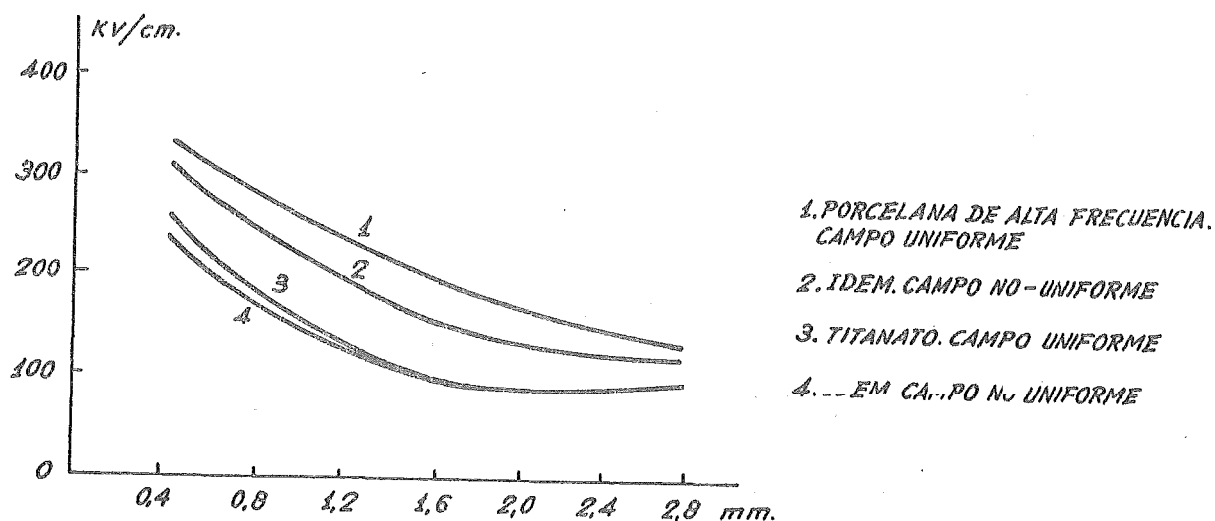


Fig. 5.4

Es normal suponer que las rigideces dieléctricas de los vidrios, porcelanas y algunos otros dieléctricos sólidos en un campo uniforme no dependen del espesor de la muestra. Los estudios del efecto del grado de uniformidad del campo sobre la rigidez dieléctrica, se han llevado a cabo solamente para pequeños espesores del espécimen. Para cerámicas, los datos de la Fig. 5.4 muestran que, según aumenta el espesor, aumenta también la inhomogeneidad de la estructura, el número de puntos débiles y las inclusiones gaseosas, con lo que la rigidez dieléctrica disminuye considerablemente lo mismo para campos uniformes y no uniformes.

Otro hecho, encontrado experimentalmente también, es que la ruptura se produce en una cerámica antes cuando los electrodos originan un campo uniforme - que cuando no lo es. Así, la tensión de ruptura para muestras de rutilo de espesor 1,6-1,7 mm, y voltaje constante, es del orden de 240 KV/cm para el caso de electrodos puntuales, mientras que es solamente del orden de 125-150 KV/cm para electrodos planos. Esto se debe al hecho de que para electrodos de menor área, el número de puntos por los que puede aparecer la ruptura es menor que si los electrodos son planos.

Igualmente, hay que señalar el hecho de que la ruptura es prácticamente independiente de la temperatura en un cierto margen; sin embargo, a partir de un determinado valor, por lo general entre 200 y 400°C, aparece una caída apreciable en el valor de la tensión de ruptura. Este comportamiento indica que comienza la ruptura térmica en esa temperatura. Este tipo de ruptura será visto posteriormente.

5.2.2.3 RUPTURA ELECTROQUIMICA. -

La ruptura electroquímica de los materiales dieléctricos es particularmente importante para altas temperaturas y altos valores de la humedad. Esta forma de ruptura aparece para voltajes continuos y de baja frecuencia cuando tiene lugar un proceso electrolítico en el material debido a una disminución irreversible de la resistencia de aislamiento (envejecimiento electroquímico). Igualmente, puede aparecer a altas frecuencias si tiene lugar una ionización del gas en los poros del material, acompañada por efectos térmicos y reducción, por ejemplo, de los óxidos de los metales contenidos en las cerámicas.

Este tipo de ruptura requiere un cierto tiempo en desarrollarse ya que está conectada con el fenómeno de la conducción. La ruptura electroquímica ocurre mucho más a menudo en cerámicas compuestas de metales de valencia variable -- (p. ej. TiO_2) que en cerámicas de óxidos de aluminio, silicio, magnesio y bario.

La presencia de óxidos alcalinos en cerámicas de aluminio silicatos, ayuda al desarrollo de la ruptura electroquímica y limita la temperatura permisible de temperatura. El material del electrodo, por otra parte, es de gran importancia aquí para frecuencias cero o bajas, cuando la temperatura o la humedad es alta. Los electrodos plateados, por ejemplo, pueden difundir algo de plata en la cerámica y facilitar este tipo de ruptura mientras que no ocurre lo mismo con el oro. Ejemplos clásicos los tenemos en las dentritas que crecen en los haluros alcalinos o de plata. Una observación más detallada de estas dentritas en los cristales muestra que no representan una deposición electrolítica simple sino que están relacionadas también con fenómenos electrónicos. Las dentritas en los haluros de plata parecen -- crecer solamente según las superficies de separación de las partes del cristal y -- con una velocidad totalmente incompatible con una conducción puramente iónica. En los haluros alcalinos las dentritas crecen a través del mismo volumen en determinadas direcciones cristalográficas que cambian con la temperatura. En estos casos, los productos resultantes son altamente conductores y pueden llegar a arruinar el aislamiento. Similares en apariencia, pero de origen diferente, son los rastros carbonizados que originan frecuentemente la ruptura en los cables. Estos son el resultado de descargas que se originan en los poros y que corresponden a la concretificación de las descargas en gases vistos anteriormente, debida a la descomposición química del material.

Aunque en estos casos, los electrones actúan como un poderoso agente químico para lograr la transformación del material en conductor, pueden llegar, -- por otro camino en apariencia menos inocuo, a dañar al dieléctrico. En su recombinación con los iones pueden producir átomos que son demasiado grandes para la --

estructura en cuestión. Debido a ello el material puede llegar a agrietarse por tensiones mecánicas.

Debe mencionarse aquí también que puede producirse ruptura en los condensadores debido a las acciones químicas de los productos de la descarga, a no ser que se agreguen materiales inhibidores de la reacción. Igualmente debemos mencionar el autocalentamiento de los dieléctricos durante la ruptura, proceso este que aparece en los condensadores electrolíticos, en los rectificadores de selenio y en los condensadores metalizados que emplean electrodos de zinc obtenidos por evaporación. En todos ellos, la mayor tasa de fallos se debe a los restos de las acciones químicas que van acumulando su efecto con el paso del tiempo.

5.2.2.4 RUPTURA TERMICA. -

La ruptura térmica aparece siempre que la cantidad de calor que se genera en el dieléctrico debida a las pérdidas es superior a la que puede disiparse en las condiciones ambientales presentes. En tales casos, el equilibrio térmico desaparece y se origina un calentamiento progresivo.

El fenómeno físico que se presenta por ruptura térmica es simplemente el del calentamiento del material con el campo eléctrico hasta una temperatura en la que aquel se funde, desintegra o agrieta. El valor de la tensión de ruptura depende no sólo del material en general, sino también de la muestra en particular. Esto está en contraposición con las rupturas eléctricas y por ionización, en las que la tensión es sólo característica del material. En el presente caso, el voltaje depende también de la frecuencia, de las condiciones de refrigeración, de la temperatura del medio ambiente, y de algunos otros factores. Depende también de la resistencia térmica del material; así, los dieléctricos orgánicos, tales como el poliestireno, tienen una temperatura de ruptura electrotérmica menor que los inorgánicos, tales como el cuarzo o las cerámicas, debido a su menor resistencia térmica.

Como ya se mencionó en 5.2.2.2., la tensión de ruptura térmica decrece al aumentar la temperatura. La obtenida por un aislante, cuando éste se sitúa en un campo de alto voltaje, es constante cuando el calor generado es igual al disipado. La forma más común de disipación es por convección. En estas condiciones trabajan los condensadores planos de aire y los cerámicos. Las pérdidas por conducción se desarrollan a través de los cables de conexión y los ejes de sujeción. Debido a todo lo anterior, cuando se efectúa el diseño de aislamientos, deberá elegirse el voltaje de trabajo de forma que la temperatura del componente no exceda de un determinado valor.

Un hecho conocido es que según aumenta el voltaje aplicado aumenta la po-

tencia reactiva, por lo que habrá un incremento en el calor en juego para una determinada $\text{tg} \delta$ con lo que el dieléctrico se calentará. A fin de que la temperatura no exceda de un determinado valor crítico, en la que ocurriría la destrucción térmica, habrá de determinarse la magnitud de la tensión adecuada. Si todas las pérdidas de calor ocurren hacia afuera del dieléctrico, el voltaje de trabajo se podrá obtener - igualando el calor producido con el calor disipado para una cierta temperatura superficial del aislante. Esto es

$$P_x \text{ tg } \delta = V^2 \omega C \text{ tg } \delta = \sigma S (t_{op} - t_o) \quad (5.10)$$

donde V es la tensión en voltios, P_x la potencia reactiva en volt-amperios, ω la fuerza angular, C la capacidad del aislante en faradios, $\text{tg} \delta$ la tangente de pérdidas a la temperatura de trabajo, σ el coeficiente de transferencia de calor en wat/cm^2 , S el area superficial del aislante en cm^2 y t_{op} y t_o las temperaturas de la superficie del aislante y la del ambiente, respectivamente en grados centígrados.

Usando la ecuación (5.10) puede calcularse con bastante exactitud, el voltaje adecuado, para un componente de capacidad conocida y una conductividad térmica buena, que asegure que el incremento en temperatura en el mismo, por ejemplo en un condensador cerámico, sea pequeño.

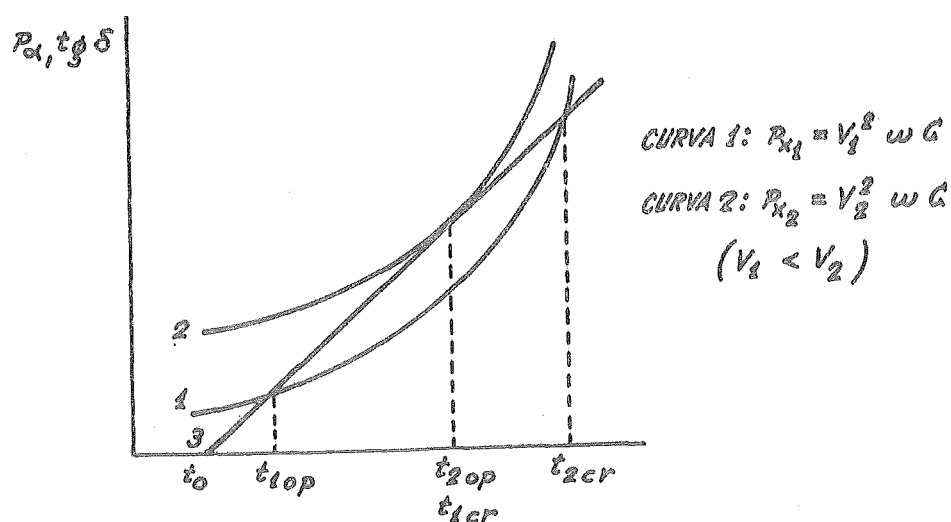


Fig. 5.5

La curva 1 de la Fig. 5.5. muestra la dependencia de la potencia activa P_{α} , desarrollada en el aislante debida a las pérdidas en el dieléctrico, con la temperatura; la forma de la curva viene gobernada por la dependencia de $\text{tg } \delta$. Esta curva, de hecho, puede tomarse también como una curva de $\text{tg } \delta$ en función de la temperatura.

La recta 3 muestra cómo dependen las pérdidas de calor desde la superficie del aislante con la temperatura. Su pendiente es igual al producto de la superficie del aislante y el coeficiente de emisión térmica. Esta línea corta al eje de abscisas en un punto correspondiente a la temperatura del medio ambiente.

En general, la curva 1 corta a la 3 en dos puntos; uno es la temperatura de trabajo (t_{op}) y el otro la temperatura crítica (t_{cr}). El dieléctrico se va calentando debido a las pérdidas del dieléctrico hasta alcanzar una temperatura correspondiente a t_{op} . En la práctica, de hecho, el aislante se encontrará sometido a un calentamiento adicional procedente de fuentes externas. Si este calentamiento origina el que la temperatura del aislante suba por encima del valor crítico entonces, como puede verse de la Fig. 5.5., incrementará $\text{tg } \delta$ de manera que la energía proporcionada será superior a la desprendida. Como consecuencia de ello, el aislante comenzará a aumentar su temperatura hasta que el dieléctrico llegue a destruirse.

La diferencia entre t_{cr} y t_{op} es una indicación del calentamiento permisible del aislante debido a fuentes externas, en relación con la temperatura de trabajo. Cuanto mayor sea la diferencia de temperaturas $t_{cr} - t_{op}$, mayor es la calidad del aislante, siempre que todos los demás parámetros sean iguales. Las curvas del calor en juego para diferentes tensiones muestran, la 1, un margen de seguridad ante la ruptura térmica y la 2, un punto de trabajo justamente en el umbral, por lo que no es recomendable.

Con la curva 1 y la ecuación (5.10) puede calcularse el voltaje de trabajo permisible que vendrá dado así por

$$V_{op} = \sqrt{\frac{\sigma S(t_1 - t_o)}{\omega c \text{tg } \delta_1}} \quad (5.11)$$

donde $\text{tg } \delta_1$, es el valor de $\text{tg } \delta$ para $t_{op} = t_1$.

Con la curva 2 y la (5.10) podrá obtenerse el voltaje de ruptura del aislante. En el caso considerado, la temperatura crítica coincide con la de trabajo y el voltaje sobre el aislante deberá considerarse la tensión crítica, esto es, la de ruptura.

$$V_{mp} = \sqrt{\frac{\sigma s(t_2 - t_0)}{\omega c \operatorname{tg} \delta_2}} \quad (5.12)$$

donde $\operatorname{tg} \delta_2$ el valor correspondiente a la temperatura crítica ($t_2 = t_{cri}$). Para determinar esta temperatura se dibujaría una tangente a la curva $\operatorname{tg} \delta$ - temperatura desde el punto de accisa correspondiente a t_0 y tomar la temperatura del punto de tangencia.

El comportamiento descrito hasta aquí es correcto siempre que la temperatura y, consecuentemente $\operatorname{tg} \delta$, sea la misma en todos los puntos del dieléctrico. Estas condiciones se satisfacen bastante bien para materiales inorgánicos, esto es, para cerámicas y micalex por ejemplo, materiales estos que son empleados en dispositivos para altos voltajes y altas frecuencias, y que poseen comparativamente - altas conductividades térmicas y bajas pérdidas. Si el aislante es relativamente - grueso y su conductividad térmica baja, como es el caso de los dieléctricos orgánicos, es importante conocer si existe un sobrecalentamiento de las capas internas con relación a las superficiales. El equilibrio térmico en este caso ha de calcularse individualmente midiendo las pérdidas de calor en función del espesor. Para hacer esto se calcula la capacitancia del aislante y conociendo la dependencia con la temperatura de $\operatorname{tg} \delta$ se resuelve el problema gráfico - analíticamente. No nos detendremos más en éste punto ya que la discusión completa sería demasiado larga.

5.2.2.5 RUPTURA ELECTROQUIMICA. -

La ruptura electroquímica de los materiales es de particular importancia cuando existen altas temperaturas y altas humedades. Este tipo de ruptura ocurre, tanto para tensiones continuas como de baja frecuencia, cuando aparece un proceso electrolítico en el material debido a una disminución en el valor de la resistencia de aislamiento (envejecimiento electroquímico). Además puede aparecer también éste tipo de ruptura a altas frecuencias si se presenta ionización del gas existente en los poros del material, acompañado por efectos térmicos y una reducción de óxidos metálicos en las cerámicas.

El tiempo que necesita para desarrollarse está relacionado con los posibles mecanismos de conducción que se presentan en el dieléctrico.

6. MATERIALES PIEZOELECTRICOS. PIROELECTRICIDAD

Se entiende por Piezoelectricidad la generación de carga eléctrica en una sustancia mediante una tensión mecánica que cambia su forma e, igualmente, un cambio en la forma de una sustancia cuando se aplica un cierto voltaje.

Este efecto fué descubierto en 1880 por los hermanos Piere y Jacques Curie, que encontraron que ciertos tipos de cristales asimétricos, tales como el cuarzo, la turmalina y la sal de Rochelle, cuando se comprimían en una dirección específica, desarrollaban una diferencia de potencial. Por ello, este efecto se denominó "piezoelectricidad" (electricidad por presión) a partir de la palabra griega $\pi \acute{\iota} \epsilon \xi \epsilon \iota \nu$, que significa presionar. El efecto inverso, de distorsionar mecánicamente un cuerpo por la aplicación de un voltaje, también existe, siendo anunciado teóricamente, en 1881, por Lippmann, y verificado ese mismo año por los Curie.

La piezoelectricidad constituye así un método de conversión de energía mecánica en eléctrica y viceversa. Esta técnica es particularmente efectiva a altas frecuencias. Las aplicaciones principales se encuentran en el campo de la Electroacústica (incluyendo cabezas de tocadiscos), señalización y medida por ondas sónicas bajo el agua (sonar) y en el control de frecuencia de circuitos eléctricos mediante el uso de las frecuencias de resonancia de ciertos cristales, sobre todo las de ciertos cortes en direcciones especificadas de los cristales de cuarzo.

6.1.- INTRODUCCION.-

Todos los materiales dieléctricos estudiados en los capítulos anteriores habíamos supuesto que eran isótropos, esto es, que las direcciones del espacio eran todas ellas equivalentes. Debido a esto, no hicimos ninguna apreciación respecto a la forma de situar el dieléctrico con relación al campo: se suponía que el efecto que se iba a obtener era el mismo fuera cual fuese la orientación.

Pero esto no se cumple para todos los materiales dieléctricos. Hay un grupo muy importante en el cual las diferentes direcciones del espacio dejan de ser equivalentes. Estos materiales se denominan anisótropos y el efecto, anisotropía. La piezoelectricidad se presenta solamente en un caso especial de dieléctricos anisótropos. En ellos, la aplicación de un campo eléctrico E origina una polarización P que posee una dirección que es, en general, diferente de la de E.

Por ello, las sencillas relaciones que existían entre P y E , y que vimos en el Capítulo 4, han de reemplazarse por las más generales

$$\begin{aligned} P_1 &= \epsilon'_{11} \epsilon_0 E_1 + \epsilon'_{12} \epsilon_0 E_2 + \epsilon'_{13} \epsilon_0 E_3 \\ P_2 &= \epsilon'_{21} \epsilon_0 E_1 + \epsilon'_{22} \epsilon_0 E_2 + \epsilon'_{23} \epsilon_0 E_3 \\ P_3 &= \epsilon'_{31} \epsilon_0 E_1 + \epsilon'_{32} \epsilon_0 E_2 + \epsilon'_{33} \epsilon_0 E_3 \end{aligned} \quad (6.1)$$

donde los subíndices 1° 2° 3 se refieren a las direcciones ortogonales x, y, z . Veamos así que cada componente del vector \vec{P} depende de las tres componentes de \vec{E} y no solo de una como era el caso anterior. El conjunto de ecuaciones (6.1) que da el valor de \vec{P} recibe el nombre de transformación lineal y sus coeficientes - (las permitividades) caracterizan dicha transformación. Escritos en forma matricial

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \epsilon'_{11} & \epsilon'_{12} & \epsilon'_{13} \\ \epsilon'_{21} & \epsilon'_{22} & \epsilon'_{23} \\ \epsilon'_{31} & \epsilon'_{32} & \epsilon'_{33} \end{pmatrix} \epsilon_0 \vec{E} \quad (6.2)$$

permitían escribir

$$\vec{P} = \vec{\epsilon} \epsilon_0 \vec{E} \quad (6.3)$$

de donde vemos que ϵ deja de ser un escalar pasando a ser un tensor de componentes ϵ_{ij} . Entre ellas existe la relación de simetría.

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji} \quad (6.4)$$

con lo que de tener nueve componentes pasamos a solo seis independientes.

Pasemos ahora a deformar mecánicamente nuestro dieléctrico, dentro de los límites de la ley de Hooke, esto es, de manera que la aplicación de una tensión mecánica origine una deformación proporcional a dicha tensión. Si aplicamos así una tensión T a un cristal aparecerá una deformación S , estando ambas relacionadas por

$$\begin{aligned} T_i &= \sum_j C_{ij} S_j \\ S_j &= \sum_i S_{ji} T_i \end{aligned} \quad (6.5)$$

donde (i, j) tomarán valores de 1 a 6.

C_{ij} y S_{ij} son las componentes de dos tensores que llamaremos constantes de rigidez o módulos de elasticidad y constantes elásticas respectivamente. En algunos cristales aparecen además unas ciertas relaciones entre la tensión mecánica T y la polarización eléctrica expresadas por

$$P_i = \sum_j d_{ij} T_j \quad (i = 1, 2, 3. \quad j = 1, \dots, 6) \quad (6.6)$$

Estos coeficientes d_{ij} se denominan coeficientes piezoeléctricos.

De forma análoga, la aplicación de un campo eléctrico E origina, no solo una polarización P (Ec. 6.1) sino también una deformación mecánica S (efecto inverso)

$$S_j = \sum_i d_{ij} E_i \quad (i = 1, 2, 3. \quad j = 1, \dots, 6) \quad (6.7)$$

Por ello, un material que presenta piezoelectricidad ha de describirse, no solamente por la matriz de sus coeficientes elásticos para especificar su comportamiento mecánico y por la de sus permitividades para el eléctrico, sino también por una matriz de coeficientes que dan el acoplo electromecánico: los piezoeléctricos. Esta matriz tiene la forma

$$\left\{ \begin{array}{cccccc} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{array} \right\} \quad (6.8)$$

y en ella se verifica

$$d_{ij} = d_{ji} \quad (6.9)$$

por lo que de los 18 coeficientes solo 15 pueden ser independientes.

De hecho, en la realidad, el número de coeficientes que aparecen en cada tipo de cristal y cuántos de ellos son independientes, depende de la simetría macroscópica del mismo. Así, por ejemplo, en el caso de un cristal que posea centro de simetría, los coeficientes piezoeléctricos son todos cero. Como consecuencia, los cristales del sistema cúbico no mostrarán efecto piezoeléctrico. Según se sabe de Cristalografía, los cristales se pueden dividir en 32 tipos; pues bien, de ellos 20 poseen la capacidad de presentar efecto piezoeléctrico; y todos los que lo presentan carecen de centro de simetría. Podemos así poner como pri

mera condición para la existencia de piezoelectricidad en un cristal la de la ausencia de centro de simetría.

La piezoelectricidad ha sido observada, mediante pruebas cualitativas, en alrededor de 1.000 especies cristalinas, mientras que datos cuantitativos más o menos completos se han tomado en unos 100 cristales. De éstos últimos, la mayor parte entra dentro de los sulfatos, los fosfatos, los tartratos y varios tipos de azúcares y sus derivados.

La combinación de ejes y planos de simetría que caracteriza cualquier tipo de cristal determina qué componentes de la tensión mecánica y de la polarización eléctrica pueden quedar relacionados piezoeléctricamente. Sin embargo, debe hacerse énfasis en que la simetría cristalográfica establece simplemente qué efectos están prohibidos. La magnitud de los efectos permitidos es ya tema de observación empírica o de cálculos derivados de la estructura atómica o de la dinámica atómica. Y mientras que algunos de los principios de tales cálculos fueron esbozados hacia 1.920, los datos cuantitativos de que se disponía en los años 60 estaban casi todos derivados de medidas experimentales. Como puede desprenderse de lo anterior, la teoría real que gobierna los procesos piezoeléctricos está bastante lejos de ser comprendida totalmente. Esto dice algo de la dificultad que lleva consigo. Nos limitaremos como consecuencia a dar idea aquí de un modelo muy simplificado.

6.2. - MODELO MOLECULAR DE LA PIEZOELECTRICIDAD EN CRISTALES. -

Las consideraciones simétricas, así como un modelo molecular, pueden ilustrarse con ayuda de la estructura cristalina más simple que es capaz de presentar piezoelectricidad. Es esta la variedad cúbica del sulfuro de zinc, SZn , conocida como zincblenda. Una célula unidad de esta estructura es la mostrada en la Fig. 6.1. Contiene solamente dos diferentes tipos de átomos, cada uno de los cuales está rodeado por cuatro átomos del otro tipo situados en los vértices de un tetraedro. La clase de simetría es la $\bar{4}3m$ en la designación internacional.

La aplicación de una tensión compresional (tensión = fuerza por unidad de área) paralelamente a una arista de la célula unidad no originará un momento eléctrico ya que los átomos de azufre (los negativos) se encuentran en planos equidistantes entre los planos de los átomos de zinc (los positivos) y no aparece nada con este tipo de tensión aplicada que perturbe esta simetría.

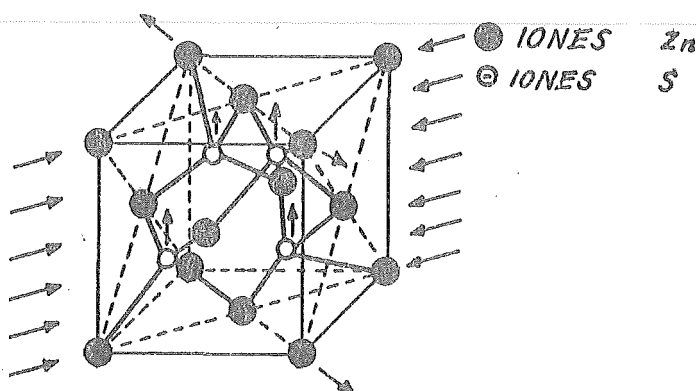


Fig. 6.1.

Si, en cambio, se aplica una tensión constante en el plano horizontal -- dando lugar a una deformación constante (desplazamiento por unidad de longitud) indicada por las flechas horizontales de la Fig. 6.1, resultará que la simetría tetraédrica de los cuatro átomos de zinc que rodean a cada átomo de azufre (y viceversa) queda perturbada y el átomo de azufre pasa a desplazarse hacia los dos átomos de zinc que se han separado. El valor de este desplazamiento puede calcularse fácilmente si se postula que la distancia entre átomos contiguos permanece constante. Para una deformación constante de $1/1000$ de la dimensión de la célula unidad (ángulo de distorsión de alrededor de $(1/20)^2$) el desplazamiento de los átomos de azufre hacia los átomos de zinc en la dirección perpendicular al plano de cizallado es de $1/4000$. La polarización eléctrica resultante será el producto de este desplazamiento por el número de átomos de azufre por unidad de volumen y por la carga eléctrica por átomo.

A fin de obtener un completo acuerdo con el efecto piezoeléctrico observado, es necesario poner una carga negativa de un cuarto de la carga de un electrón en el azufre y otra igual, positiva, en el zinc. Esto está de acuerdo con el carácter parcialmente polar del sulfuro de zinc.

Una teoría cuantitativa habría de considerar también la distribución de carga eléctrica en cada átomo.

No presentaremos aquí más detalles de tipo cuantitativo ya que nos saldríamos de los fines elementales de nuestra descripción.

6.3.- PIEZOELECTRICIDAD EN ALGUNOS TIPOS DE CRISTALES.

En el sulfuro de zinc y en los demás cristales piezoeléctricos de simetría

tría cúbica, el efecto piezoeléctrico de cualquier tensión mecánica puede expresarse en función de una única constante piezoeléctrica que relaciona la polarización eléctrica paralela a un eje del cubo con la deformación en el plano perpendicular a dicho eje. En cristales de simetría menor, son necesarias constantes piezoeléctricas independientes para describir todos los posibles efectos piezoeléctricos. Podemos decir, como ejemplo, que para la clase cristalina triclínica asimétrica son necesarios 18 coeficientes. Afortunadamente, los cristales piezoeléctricos más importantes pertenecen a clases que tienen varios elementos de simetría con lo que pueden caracterizarse mediante solo dos o tres constantes piezoeléctricas. Así, si partimos de la clase $\bar{4}3m$, y uno de los tres ejes principales se hace diferente de los otros dos, resulta la clase cristalina tetragonal $\bar{4}2m$, que tiene al monofosfato de amonio (ADP) como ejemplo característico. Esta clase tiene únicamente dos constantes piezoeléctricas independientes.

Si se hacen diferentes los tres ejes, se obtiene la clase ortorómbica 22, que incluye a la sal de Rochelle.

El sistema trigonal incluye dos cristales piezoeléctricos muy importantes el cuarzo y la turmalina. El primero tiene tres ejes binarios de simetría, además del eje ternario principal: la clase cristalina es la 32, caracterizada por dos constantes piezoeléctricas, una que relaciona una compresión paralela a un eje binario con una polarización eléctrica en la misma dirección, mientras que la segunda constante relaciona la tensión de corte en el plano perpendicular a un eje binario con la polarización paralela a dicho eje. El cristal de turmalina, cuya clase es la 3 m, tiene tres planos de simetría que interseccionan al eje ternario. Su constante piezoeléctrica más importante relaciona la polarización paralela a este eje con la tensión compresional en la misma dirección.

Como aclaración de lo anterior, pasemos a expresar las ecuaciones correspondientes a cada tipo de clase de simetría.

La clase $\bar{4}3m$, que hemos dicho correspondía al sulfuro de zinc, poseía según vimos solamente una constante piezoeléctrica diferente de cero. Por ello, las expresiones que gobiernan la piezoelectricidad serán

$$\begin{aligned} P_1 &= d_{14} T_4; P_2 = d_{14} T_5; P_3 = d_{14} T_6 \\ S_4 &= d_{14} E_1; S_5 = d_{14} E_2; S_6 = d_{14} E_3 \end{aligned} \quad (6.10)$$

donde T y E son, igual que antes, las componentes de la tensión o el campo apli

cado y P y S las componentes de la polarización o la deformación resultante.

Para la clase 22, con la sal de Rochelle como ejemplo típico, se tiene

$$\begin{aligned} P_1 &= d_{14} T_4; P_2 = d_{25} T_5; P_3 = d_{36} T_6 \\ S_4 &= d_{14} E_1; S_5 = d_{25} E_2; S_6 = d_{36} E_3 \end{aligned} \quad (6.11)$$

La simetría ternaria del cuarzo hace que la constante piezoeléctrica compresional d_{11} sea también responsable de un efecto de cizallado como puede verse en el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned} P_1 &= d_{11} T_1 - d_{11} T_2 + d_{14} T_4 \\ P_2 &= -d_{14} T_5 - 2d_{11} T_6 \\ S_1 &= d_{11} E_1; S_2 = -d_{11} E_1; S_4 = d_{14} E_1; S_5 = -d_{14} E_2; S_6 = -2d_{11} E_2 \end{aligned}$$

La componente S_6 describe una cizalladura en el plano horizontal de la Fig. 6.2.

Esta ecuación indica que esta deformación aparece cuando se aplica un campo eléctrico en la dirección Y . Mediante dicha relación, puede verse que un campo aplicado entre las caras de una lámina de cuarzo cortada perpendicularmente al eje Y originará una deformación de cizallado en las caras laterales de dicha lámina.

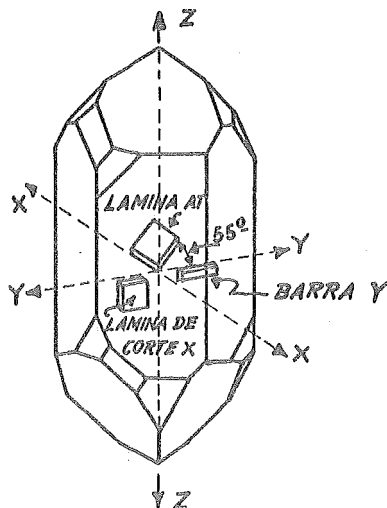


Fig. 6.2.- CRISTAL DE CUARZO CON SUS TRES ELEMENTOS PIEZOELECTRICOS MAS IMPORTANTES

6.4. - EJEMPLOS NUMERICOS EN CRISTALES PIEZOELECTRICOS. -

Las unidades que se emplean para expresar las constantes piezoeléctricas se derivan de las usadas para dar la tensión elástica y la polarización eléctrica. A efectos de consistencia de las expresiones, las unidades eléctricas y elásticas que se empleen deberán conducir a la misma unidad de energía. El sistema usado preferentemente es el MKS con unidades racionalizadas. Con esta elección, la unidad de la constante piezoeléctrica d será el culombio/newton o el metro/volt. Estas unidades son equivalentes como puede demostrarse fácilmente.

Los valores de los coeficientes piezoeléctricos, según puede comprobarse de forma experimental, son tan extremadamente pequeños que es más conveniente expresarlos como múltiplos de 10^{-12} . Así, en la Tabla 6.1 esto queda reflejado al dar como unidad el micromicroculombio ($\mu\mu\text{C}$)/newton. Las constantes dieléctricas son relativas, esto es, habrán de multiplicarse por la del espacio libre, ϵ_0 ($= 8,85 \text{ pf/m}$).

Como ejemplo de aplicación de dichas Tablas, pasemos a plantear el siguiente caso práctico.

Supongamos que se ejerce una fuerza de 44 Newtons sobre una lámina de cuarzo de área $6,45 \text{ cm}^2$ y un grosor de $0,25 \text{ cm}$ cuya cara principal es perpendicular al eje X (lámina de corte S de la Fig. 6.2). La carga generada en esas condiciones es:

carga = d_{11} x área x tensión = d_{11} x fuerza = $2,3 \times 44 = 101,2 \mu\mu\text{C}$
y la capacidad valdrá:

capacidad = $\epsilon \frac{\text{área}}{\text{espesor}} = 4,5 \times 8,85 \times \frac{6,45 \times 10^{-4}}{0,25 \times 10^{-2}} = 10,27 \mu\mu\text{C}$
con lo que se obtiene:

$$\text{diferencia de potencial generada} = \frac{\text{carga}}{\text{capacidad}} = \frac{101,2}{10,27} = 9,85 \text{ volts.}$$

Vemos con este ejemplo que, aunque las cargas generadas son muy pequeñas, los voltajes generados pueden ser importantes. Igualmente podría verse que aunque los desplazamientos mecánicos originados por los efectos piezoeléctricos son muy pequeños, las fuerzas creadas pueden ser muy grandes.

Las cerámicas piezoeléctricas pueden considerarse como una masa de di minutos cristalitos orientados aleatoriamente (Fig. 6.3 (a)). Después de cocido,

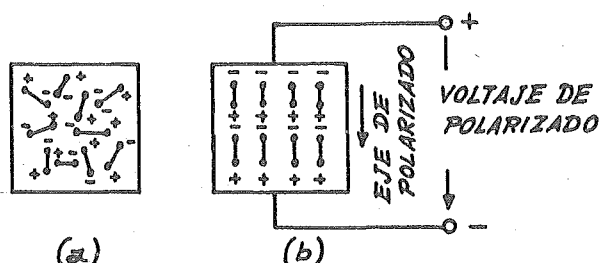


Fig. 6.3.

una masa cerámica es isótropa (a escala macroscópica) no presentando efecto piezoeléctrico debido a la polarización aleatoria y la estructura en dominios dentro de cada cristalito. Este material, en cambio, puede hacerse ahora piezoeléctrico en cualquier dirección fijada, mediante un tratamiento de polarizado que lleve consigo la aplicación de un campo eléctrico intenso a la cerámica a una temperatura no muy por debajo del punto de Curie.

La forma de llevar a cabo esto es, depositando unos electrodos metalizados sobre las superficies del material y aplicando un voltaje entre ellos. El resultado es que el cuerpo se estira en la misma dirección. Debido a la orientación aleatoria de los cristalitos y al hecho de que solamente son permitidas unas determinadas direcciones en cada cristal, no es posible obtener una alineación tan perfecta de los dipolos como la de la Fig. 6.3 (b). Sin embargo, como hemos dicho, existen varias direcciones permitidas dentro de cada cristalito por lo que eligiendo adecuadamente el tratamiento, puede obtenerse un grado de alineación con el campo bastante apreciable.

Después de enfriar el material y de suprimir el campo de polarizado, los dipolos no pueden volver fácilmente a sus posiciones originales quedando lo que se conoce como polarización remanente del material cerámico. Este ha pasado a ser piezoeléctrico de forma permanente pudiendo, como consecuencia, ser capaz de convertir energía mecánica en eléctrica. Por todo se ve que el tratamiento de polarizado es totalmente imprescindible para estos materiales y, de hecho, es la operación final que se realiza.

La Fig. 6.4. muestra el fenómeno de la piezoelectricidad en un cilindro de material piezoeléctrico. Para mayor claridad del efecto ha sido este notoria -

mente exagerado. Igualmente solo se ha representado uno de los dipolos existentes. La Fig. 6.4 (a) muestra al cilindro en condiciones estáticas esto es, sin ninguna influencia externa. Si se aplica ahora una fuerza extensa de forma que estire o comprima el material, la deformación resultante origina un cambio en el momento dipolar con lo que aparece un voltaje entre los electrodos. Si la tensión

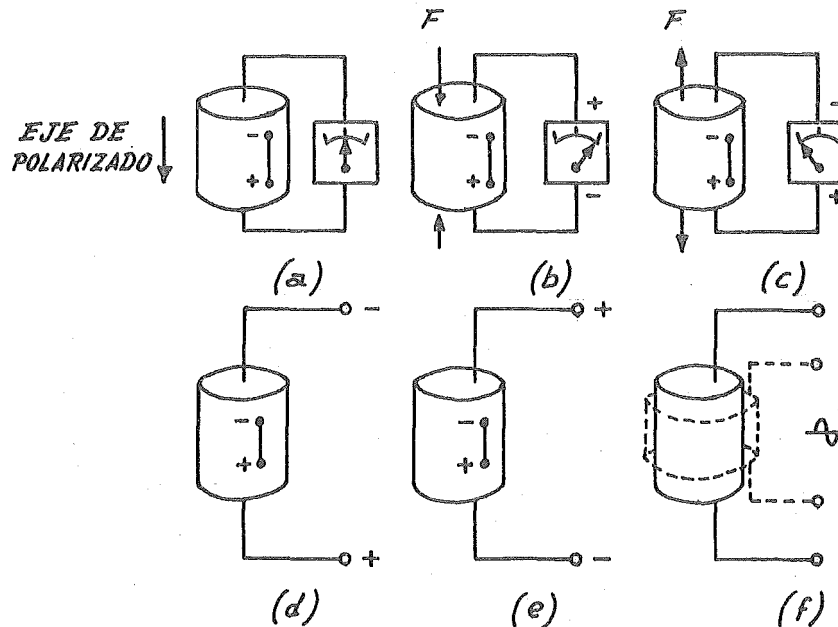


Fig. 6.4.

mecánica es tal que el material cerámico vuelve a su forma original, esto es, como antes del polarizado (Fig. 6.4 (b)), el voltaje medido tendrá la misma polaridad que el usado para el polarizado. Cuando se invierte el sentido de la tensión mecánica, la tensión entre los electrodos será también invertida (Fig. 6.4(c)).

Si se aplica un voltaje de polaridad opuesta al del polarizado entre los electrodos, la longitud del cilindro disminuirá (Fig. 6.4(d)). En cambio, si la polaridad de la tensión eléctrica aplicada es la misma que la de polarizado, el cilindro se estirará (Fig. 6.4. (e)).

Finalmente, si se aplica un voltaje alterno, el cilindro pasará a alargarse y estirarse alternativamente (Fig. 6.4 (f)).

6.5.1.- EJEMPLO NUMERICO.-

A fin de tener una idea de lo efectivo que puede llegar a ser este fenómeno pasemos a estudiar un caso real en el que se pretendiera transformar una cierta energía mecánica en otra eléctrica. Un cilindro de 20 mm de longitud nos puede servir de ejemplo.

La Fig. 6.5. representa el voltaje obtenido en circuito abierto en función

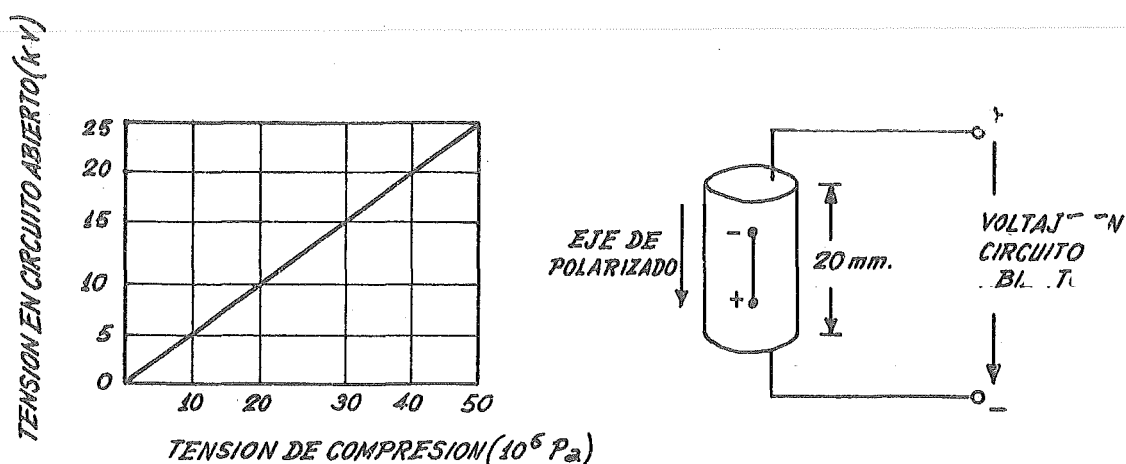


Fig. 6.5.

de la tensión de compresión como puede verse, la relación entre ambos es lineal hasta un valor de 25 kV, que se corresponde con una tensión de 50×10^6 Pa ($1 \text{ Pa} = 1 \text{ New/m}^2$ Pa = Pascal). Esto queda expresado por

$$E = -g T \quad (6.13)$$

donde T es la tensión mecánica (en este caso la tensión es una compresión por lo que $T < 0$) y g es una constante del material. Esta constante es de gran importancia y se denomina constante de voltaje piezoeléctrico, esto es, de la relación entre la intensidad del campo inducido y la tensión mecánica aplicada. La intensidad del campo eléctrico se define como positiva cuando tiene el mismo sentido que el campo de polarizado.

Tensiones del valor mencionado puede aplicarse con una prensa sencilla. Fuerzas de algunos kilopondios pueden aplicarse manualmente y, en el caso de este cilindro, solamente se requerirían $0,25 \times 10^6$ Pa para generar 125 V.

Ejemplos de la aplicación de este efecto, se encuentran en la ignición de gases en encendedores, en cabezas de tocadiscos, en acelerómetros y en micrófonos.

En el caso de lo que se pretende es el efecto contrario (conversión electromecánica) en una cerámica piezoeléctrica, puede usarse la sencilla fórmula

$$S = d E \quad (6.14)$$

donde $S = \Delta l/l$ y representa la deformación relativa de la cerámica para una determinada intensidad del campo E (Fig. 6.6). Vemos aparecer así, de nuevo, a

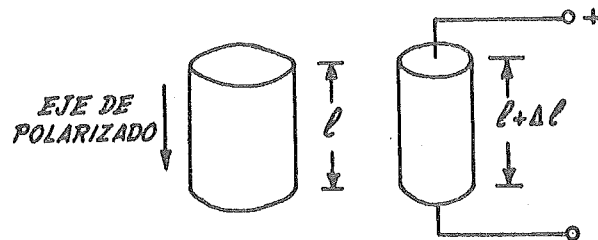


Fig. 6.6.

la constante piezoeléctrica d ya conocida de los cristales pero que aquí se simplifica notoriamente al adquirir un carácter casi puramente escalar.

Valores típicos de S son del orden de 2×10^{-4} que se corresponden con una elongación de alrededor de $4 \mu\text{m}$ en el cilindro de 20 cm de longitud.

6.6.- PIROELECTRICIDAD. -

Entre los cristales que presentan el fenómeno de la piezoelectricidad hay algunos, como la turmalina y el cuarzo cristalizado, que exhiben además otro en cierta forma relacionado: el de la piezoelectricidad. Este fenómeno, en esencia, consiste en la aparición de una polarización eléctrica cuando varía la temperatura a la que se encuentran y, también, si de forma espontánea presentan una cierta polarización eléctrica, un cambio de temperatura, alterará su valor. En la práctica el momento eléctrico creado así no perdura ya que debido a que el cuerpo no es por completo aislante, se neutraliza por la migración de cargas a la superficie.

Para observar la piroelectricidad es solo necesario calentar un cristal uniformemente y observar el cambio en la polarización. Teóricamente, este experimento puede realizarse de dos formas: bien se puede mantener fija la forma y el tamaño del cristal durante el calentamiento o bien, dejar que el cristal se dilate térmicamente de manera libre. La magnitud del efecto observado en los dos experimentos sería muy diferente. En el primer caso, cuando el cristal se mantiene oprimido, el efecto observado se denomina piezoelectricidad primaria. En el segundo caso, cuando se permite la dilatación, el experimento es más fácil de realizar prácticamente, y aparece un efecto adicional denominado piezoelectricidad secundaria; lo que se observa en este caso es la suma de los efectos primario y secundario. Una discusión adecuada de la relación entre ambos, que lleva con-

sigo a la piezoelectricidad, necesita un tratamiento termodinámico que aquí no podemos dar. Por ello, el análisis dado en este Capítulo se referirá a los dos tipos de piroelectricidad sin hacer distingos entre ellos.

Supongamos que damos un pequeño cambio ΔT a la temperatura a la que se encuentra el cristal. El vector de polarización cambiará en una cantidad

$$\Delta P_i = p_i \Delta T \quad (6.15)$$

donde p_i son los tres coeficientes piroeléctricos. Por ello, el efecto piroeléctrico viene caracterizado por el vector $\bar{p} = (p_1, p_2, p_3)$, donde p_i son las componentes cartesianas del dicho vector. Esta es otro caso, como puede verse, que caracterizamos una propiedad cristalina por un vector.

Igual que en el caso de la piezoelectricidad, y también sin demostrarlo, diremos que el efecto piroeléctrico no puede existir en un cristal que posea centro de simetría. Esto puede demostrarse con ayuda de la Teoría de Grupos aplicada a la Cristalografía y para lo que todavía no hemos dado aquí base suficiente. Por ello, igual que la piezoelectricidad, la ausencia o no de este efecto puede servir experimentalmente para decir si un cristal tiene o no centro de simetría.

Debido a lo anterior, de todas las clases cristalográficas solamente 10 serán capaces de presentar piroelectricidad bajo condiciones de calentamiento o enfriamiento uniforme. Estas clases se denominan polares.

6.6.1.- EJEMPLO NUMERICO. -

A fin de conocer la magnitud del efecto piroeléctrico tomemos como ejemplo el caso de la turmalina (trigonal, clase 3 m) que es cristal el más conocido en este aspecto. El valor de p varía algo de acuerdo con su composición y la temperatura. A la temperatura ambiente $p = 4,0 \times 10^{-6}$ culombios $m^{-2}(^{\circ}C)^{-1}$ es un número representativo para la suma de los efectos primarios y secundarios.

Para obtener una idea del fenómeno veamos qué campo eléctrico sería capaz de producir la misma polarización que un incremento de temperatura de $1^{\circ}C$. De acuerdo con el valor de p anterior, la polarización producida por dicho aumento de temperatura será

$$P = 4,0 \times 10^{-6} \times 1 = 4,0 \times 10^{-6} \text{ (culombios}/m^2)$$

La constante dieléctrica principal de la turmalina es de $\epsilon'_3 = 7,1$. Por ello de acuerdo con lo visto en el Capítulo 4, el campo eléctrico paralelo al eje principal necesario para producir dicha polarización sería

$$E_3 = \frac{P}{\epsilon_0(\epsilon'_3 - 1)} = 740 \text{ volts/cm}$$

7. FERROELECTRICIDAD. MATERIALES FERROELECTRICOS

7.1. - CARACTERISTICAS GENERALES. -

Las sustancias ferroeléctricas constituyen un grupo de materiales relacionados en cierta forma a las piezoeléctricas vistas en el Capítulo anterior. Un ferroeléctrico, igual que un piezoeléctrico, puede presentar una polarización espontánea; esto quiere decir, recordémoslo, que aún en ausencia de campo eléctrico externo los centros de gravedad de las cargas positivas y las negativas se encuentran separados. La diferencia con los piezoeléctricos es que presentan, además, la propiedad adicional de que esta polarización puede invertirse mediante la aplicación de un campo suficientemente intenso. Si el campo que actúa es, - además, alterno presentará el fenómeno de la histéresis.

Igual que para los piezoeléctricos, puede demostrarse que una condición necesaria de la ferroelectricidad, aunque no suficiente, es la falta en el cristal de un centro de simetría. Todos los cristales ferroeléctricos son piezoeléctricos, pero no se cumple la inversa (caso del cuarzo).

En conexión con estas características podemos hacer las siguientes observaciones. El estado en el que un cristal posee polarización espontánea es un estado que tiene una simetría muy pequeña. Cuando se aplica un campo externo, el cristal efectúa una transición a otro estado, también de simetría pequeña (un estado en "dirección inversa") debido a la acción de dicho campo. Pero en esta transición el cristal ha de pasar a través de un estado intermedio que es un estado no-polar de simetría más elevada. En las sustancias ferroeléctricas, sin embargo, este estado no polar es más estable a altas temperaturas, ocurriendo que a una cierta temperatura perfectamente definida para cada material, aparece una transición de fase para pasar de un estado con polarización espontánea a otro sin ella. Por encima de la temperatura de transición (el punto de Curie), la constante dieléctrica obedece la ley de Curie-Weiss

$$\epsilon = \frac{A}{T - T_c} \quad (7.1)$$

En las proximidades de la temperatura de transición, T_c , ϵ es extremadamente grande. Por debajo de la temperatura de transición, la constante dieléctrica de crece abruptamente pero, a pesar de ello, toma un valor relativamente alto.

Una transición de este tipo es característica de todas las sustancias ferroeléctricas. Junto con esto, los materiales ferroeléctricos pueden desplegar efectos piezoeléctricos apreciables en la fase ferroeléctrica, y de ahí su importancia en una gran variedad de aplicaciones entre las que mencionaremos la ya vista de aplicación a cerámicas piezoeléctricas del Capítulo anterior.

7.2.- CLASIFICACION. -

Hasta hace no muchos años, las sustancias ferroeléctricas conocidas se clasificaban simplemente en tres grupos. El primero incluía aquellas representadas por la sal de Rochelle o de Seignette^(*), $\text{KNa}(\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6) \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, y con unos cristales de estructuras extremadamente complejas. El segundo contenía a los representados por el monofosfato de potasio PO_4HK_2 ("KDP") y cuyos cristales son aun bastante complejos. Al tercer grupo pertenecen los cristales iónicos representados por el titanato de bario, TiO_3Ba y cuyas estructuras son notablemente menos complicadas que las de los primeros grupos.

Desde 1955, en cambio, se han descubierto un gran número de nuevas sustancias que presentan ferroelectricidad con lo que se ha generalizado la impresión de que este fenómeno no es tan raro como se creyó en un principio. Ferroeléctricos encontrados recientemente son: (1) el grupo del sulfato de amonio $\text{SO}_4(\text{NH}_4)_2$; (2) los compuestos de guanadina; (3) el grupo del sulfato de triglicina; (4) el grupo del trihidrato de ferrocianuro potásico. La mayor parte de ellos poseen sistemas cristalinos complejos y con enlaces de hidrógeno.

En los tres grupos mencionados en un principio las características de los que los componen son muy similares al de sus representantes. En cambio, en los descubiertos más recientemente, las diferencias entre unos y otros son considerables, por ello parece obligado hacer varias ramificaciones. No nos detendremos más en este punto ya que es tema que, por el momento, tiene poco interés práctico.

7.3.- TITANATO DE BARIO. -

La que el TiO_3Ba es el material ferroeléctrico más intensamente estudiado de todos, le tomaremos, desde ahora, como ejemplo primario para esta-

Nota: (*) Los términos sal de Rochelle o de Seignette son equivalentes y designan a la misma substancia. En la literatura europea se emplea el segundo nombre, mientras que la primera lo es en la anglosajona. Como ejemplo diremos que la ferroelectricidad se denominaba "electricidad de Seignette" en la literatura rusa de los años 30.

blecer la naturaleza de las sustancias ferroeléctricas.

El titanato de bario posee una estructura cristalina del tipo de la perovskita, esto es, con simetría cúbica, por encima del punto de Curie. Una estructura de este tipo es la mostrada en la Fig. 7.1. Posee un ión de titanio en el centro de un cubo regular, con iones de bario en sus ocho vértices e iones de oxígeno en los centros de las seis caras. Como puede verse, un simple ión de titanio está rodeado por seis iones de oxígeno equidistantes de él, por lo que el conjunto posee un centro de simetría cúbica. Por otro lado, hay solamente dos iones de titanio próximos a cada ión de oxígeno, formando una cadena de la forma O - Ti - O. Debido a ello, los iones de oxígeno no se encuentran en posiciones de simetría cúbica.

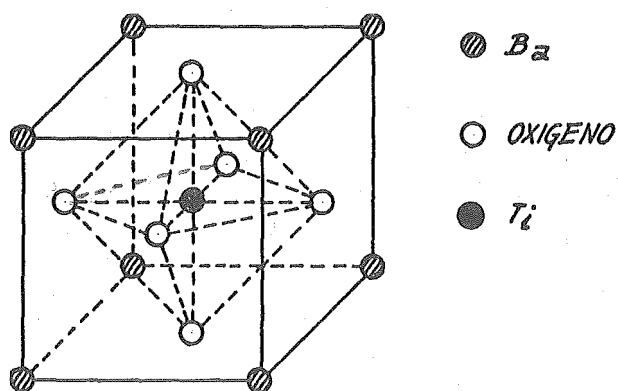


Fig. 7.1.

Por debajo del punto de Curie (120°C), el cristal pasa a presentar polarización espontánea, transformando su estructura cúbica anterior en tetragonal, de forma que las longitudes de los ejes a y b permanecen iguales, pero el tercero, en cambio, el c se larga ligeramente. La dirección del eje a es el de la polarización espontánea.

El titanato de bario tiene, además, otros dos puntos de transición. Uno se encuentra en las proximidades de 0°C , y en él, el cristal pasa del sistema tetragonal a un sistema ortorrómbico. El otro punto de transición está cercano a los -100°C y en él pasa al sistema triclinico. En cualquiera de los sistemas en que aparece por debajo de 120°C el cristal posee polarización espontánea.

La Fig. 7.2 muestra la relación entre las longitudes de los ejes y la temperatura en las proximidades de los 120°C (temperatura de Curie). La longitud a_0 (en la malla cúbica) es la longitud de la célula unidad (distancia Ti-Ti).

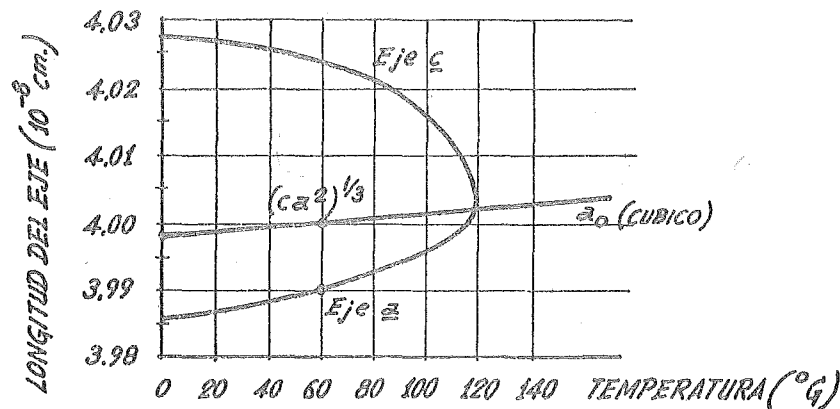


Fig. 7.2.

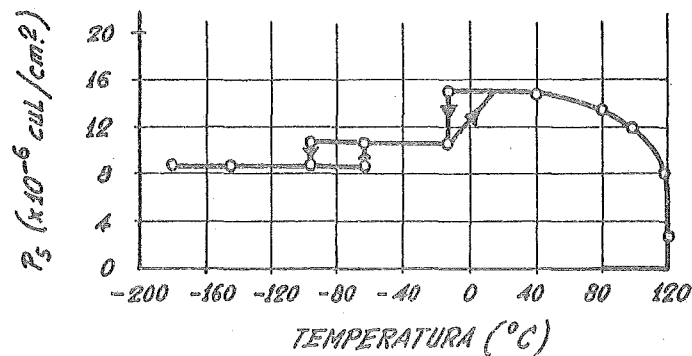


Fig. 7.3.

El valor de la polarización espontánea por debajo del punto de Curie vine relacionado con la temperatura, según la gráfica de la Fig. 7.3. Como puede verse, el cambio en el punto de Curie es discontinuo pasando, bruscamente, de un valor finito a valer cero. Según este gráfico el valor de la polarización P_s en el sistema tetragonal es, aproximadamente 16×10^{-6} culombios/cm². Este valor, según se ha demostrado, no corresponde al valor de saturación de la po_larización. Como veremos más adelante, un cristal de titanato de bario está compuesto de una colección de partes cada una de las cuales con una polariza--ción espontánea apuntando en diferente dirección. Esto es, como se verá más - adelante, similar al caso de los materiales ferromagnéticos, diciéndose en am-bos casos que los materiales poseen una estructura de dominios.

Cuando se aplica un campo eléctrico externo, cada dominio debería ali-nearse, idealmente, en la dirección de éste pudiendo llegar a obtenerse la satu-ración cuando todos los dominios, absolutamente todos, se alineasen por comple-to con el campo. Como puede comprenderse fácilmente, un posterior incremen-

to del campo no repercutiría en un aumento de la polarización si ya todos los mecanismos causantes de la misma han actuado. En la práctica el valor de saturación será muy raramente obtenido debido a una infinidad de causas, entre las que se pueden señalar como las más importantes, las imperfecciones cristalinas y la presencia de impurezas más o menos conductoras. Es por ello que el valor de la saturación ideal no se obtiene habitualmente. Para el titanato de bario, Merz hizo medidas bastante cuidadosas en un monocristal libre de tensiones y de deformaciones y obtuvo un valor de $P_s \approx 26 \times 10^{-6} \text{ cul/cm}^2$ (Fig. 7.4). Este valor es considerado por el momento como el más próximo al valor de saturación.

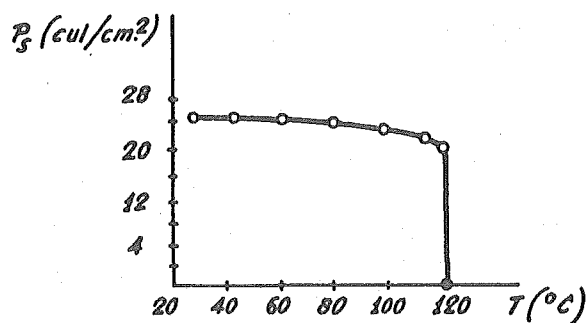


Fig. 7.4.

Ya que el titanato de bario posee simetría cúbica por encima del punto de Curie, a partir de los 120°C desaparece el efecto piezoeléctrico. Como también puede verse de la Fig. 7.2, según varía la temperatura acercándose a la de Curie, la longitud del eje c cambia en una cantidad Δc , siendo $\Delta c/c$ proporcional a P_s^2 .

Por encima del punto de Curie, la constante dieléctrica obedece la ley de Curie-Weiss, expresada por la ecuación

$$\epsilon = \frac{C}{T - T_0}$$

El valor de C es bastante alto, siendo del orden de 10^5 . Es esta una característica de gran importancia de esta substancia. Para el TiO_3Ba , T_0 no es el punto de Curie (120°C) sino un poco menor. Por otra parte, la constante dieléctrica no es constante en las proximidades del punto de Curie. Debido a ello, si el campo eléctrico externo es débil, la relación entre P y el campo E es lineal, pero a medida que E adquiere mayor intensidad, ϵ depende del valor del campo.

El margen de temperaturas dentro del cual se mantiene la no linealidad entre P y E , se extiende a unos 40° por encima del punto de Curie.

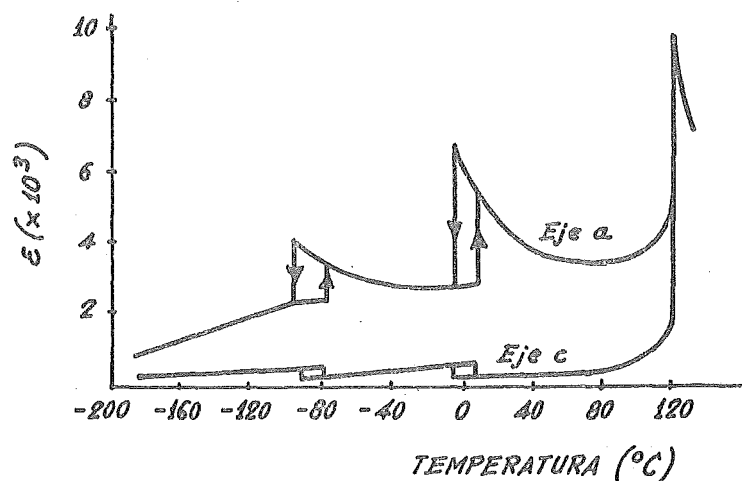


Fig. 7.5.

El valor de la constante dieléctrica por debajo del punto de Curie viene mostrado en la Fig. 7.5. Según puede verse en ella, existe una considerable anisotropía, en el sentido de que tomada según el eje a o el eje c los valores difieren considerablemente.

Con la misma estructura del TiO_3Ba (perovskita) se encuentra el TiO_3Sr , pero sin presentar ya ferroelectricidad. Su importancia radica en el hecho de que mezclado con TiO_3Ba , al ser el tamaño de su malla un poco menor que la de éste (a vale alrededor de 3.90 \AA), la constante de la malla del conjunto decrece y el punto de Curie disminuye también. Cuando se aplica una presión hidrostática al TiO_3Ba , disminuyendo así la constante de la malla, el punto de Curie disminuye proporcionalmente a la presión. Experimentalmente se ha llegado así a descender el punto normal de Curie desde los 120° hasta alrededor de 100° . Vemos así que ambos efectos parecen similares, al menos en lo que se refiere a la relación entre la disminución de la constante de la malla y el punto de Curie.

7.4.- TEORIA MOLECULAR DEL TITANATO DE BARIO. -

La aparición de la ferroelectricidad en el titanato de bario parece ser debida al resultado de un incremento brusco de la polarización, en el curso del cual los campos eléctricos locales que surgen de la propia polarización aumentan más rápidamente que las fuerzas elásticas de recuperación que actúan sobre los iones del cristal, lo que conduce en definitiva a una modificación asimétrica

de las posiciones iónicas; la deformación viene limitada por el establecimiento de fuerzas de recuperación anarmónicas. La existencia de la ferroelectricidad en gran número de cristales con la estructura de la perovskita sugiere que esta estructura es favorable de algún modo a dicho fenómeno. Esta hipótesis viene confirmada por el hecho de que la variedad hexagonal del titanato de bario no es ferroeléctrica, mientras que la forma cúbica (perovskita) lo es. Los cálculos de Slater, por ejemplo, prueban la razón física de la posición favorable de la estructura de la perovskita.

Pasemos así a exponer de forma muy simplificada la teoría de la ferroelectricidad. Y para ello partiremos de la ecuación de la polarización vista en el Capítulo 4, que recordamos, era

$$P = (\epsilon' - 1) \epsilon_0 E = N \alpha E' \quad (7.2)$$

donde E' era el campo local. Tomando el de Mossotti (ec. (4.13))

$$E' = E + \frac{P}{3 \epsilon_0} \quad (7.3)$$

y suponiendo que la fuente de la polarización espontánea era este campo local, de (7.2) y (7.3) podemos obtener

$$P = \frac{N \alpha E}{1 - N \alpha / 3 \epsilon_0} \quad (7.4)$$

$$\chi = \epsilon' - 1 = \frac{P}{\epsilon_0 E} = \frac{N \alpha / \epsilon_0}{1 - N \alpha / 3 \epsilon_0} \quad (7.5)$$

Cuando el término $N \alpha / 3 \epsilon_0$ del denominador se aproxima a la unidad, la polarizabilidad y la susceptibilidad deben tender a valores infinitos.

Recordemos ahora que la polarizabilidad por rotación de dipolos era inversamente proporcional a la temperatura de acuerdo con la relación

$$\alpha_0 = \frac{C}{kT} \quad (7.6)$$

con lo que, si consideramos sistemas en los que la polarizabilidad por rotación es mucho mayor que las correspondientes a las contribuciones iónicas y electrónicas, se alcanzará una temperatura crítica cuando

$$\frac{N\alpha}{3\epsilon_0} = \frac{N}{3\epsilon_0} \left(\frac{C}{KT_c} \right) = 1 \quad (7.7)$$

Lo que da para el valor de la misma

$$T_c = \frac{NC}{3\epsilon_0 K} \quad (7.8)$$

Por debajo de esta temperatura, la temperatura de Curie, se establece la polarización espontánea y todos los dipolos pasan a tener la misma orientación.

Combinando las ecuaciones (7.6) y (7.8) con (7.5) se obtiene para la susceptibilidad (y para la constante dieléctrica y la polarización).

$$\chi = \epsilon' - 1 = \frac{P}{\epsilon_0 E} = \frac{3 T_c}{T - T_c} \quad (7.9)$$

Esta dependencia lineal de la inversa de la susceptibilidad con $(T - T_c)$ se conoce como ley de Curie-Weiss, siendo T_c la temperatura de Curie. Aunque esto está de acuerdo con los resultados experimentales para temperaturas bastante por encima de la temperatura de Curie, donde la orientación de los dipolos es, más o menos, aleatoria, deja de estarlo en las inmediaciones y por debajo de dicha temperatura. En estas condiciones, la suposición de que el campo local E' viene dado por (7.3) deja de ser apropiada por lo que todos los razonamientos que condujeron a la expresión (7.9) no son válidos.

Un modelo un poco más exacto es el dado por Onsager, que no veremos aquí, y que es bastante más complejo matemáticamente. Pero a pesar de todo no es totalmente satisfactorio quedando bastantes puntos aun por precisar.

7.5. - HISTERESIS EN MATERIALES FERROELECTRICOS. -

El resultado a que da lugar la polarización espontánea que se presenta a una determinada temperatura crítica, es la aparición de constantes dieléctricas con valores muy altos junto con un ciclo de histéresis para la polarización en un campo alterno (Fig. 7.6). Este ciclo es similar al que veremos aparece también en los materiales ferromagnéticos y es el resultado, igual que en estos, de la presencia de diferentes dominios en los que existe una completa alineación de los dipolos eléctricos. De hecho, esta similitud en cuanto a su comportamiento es el que dió lugar a la designación de los materiales que estamos estudian-

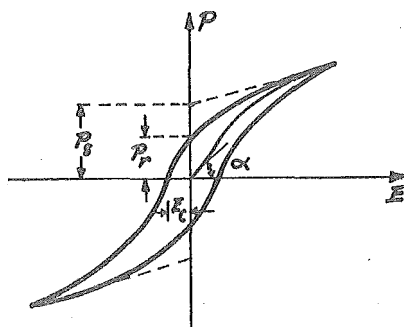


Fig. 7.6.

do en este capítulo como "ferroeléctricos", por analogía con los "ferromagnéticos" que veremos más adelante. Es esta una apreciación que parece necesaria aquí ya que el prefijo "ferro" parece indicar la presencia de hierro en el material, cosa que no es cierta según podemos comprobar con solo recordar la lista de materiales ferroeléctricos. Una vez hecha esta aclaración continuemos.

Para intensidades pequeñas del campo eléctrico que actúa sobre un material sin polarizar, la polarización es inicialmente reversible y aproximadamente lineal con el campo aplicado. La pendiente de la curva da la constante dieléctrica inicial ϵ'_i .

Para mayores intensidades del campo, la polarización aumenta más rápidamente como resultado de la conmutación de los dominios ferroeléctricos (de los que en otro apartado hablaremos). Esto es, aparecen cambios de 90 ó 180° en la dirección de la polarización en los dominios. Esto ocurre por movimiento de las fronteras de los dominios a través del cristal.

Para mayores intensidades del campo el incremento de polarización para un incremento dado en la intensidad del campo es, de nuevo, menor, correspondiendo este caso a la saturación de la polarización: todos los dominios con igual orientación y esta en la dirección del campo eléctrico. Una extrapolación de esta curva hasta el eje $E = 0$ da P_s , esto es, el valor de la polarización de saturación correspondiente a la polarización espontánea con todos los dipolos orientados en paralelo.

Cuando se retorna a cero el valor del campo eléctrico, la polarización no vuelve a cero sino que se mantiene en un valor finito denominado polarización remanente P_r . Esto es debido a que los dominios que han sido orientados por el campo son incapaces de volver a sus estados iniciales de direcciones alea-

torias a no ser que se les comunique una energía adicional mediante un campo eléctrico de sentido opuesto. Esto es, se requiere, una cierta energía para un cambio en la orientación de los dominios. La intensidad del campo eléctrico necesario para volver a la polarización al valor de cero se conoce como campo - coercitivo E_c .

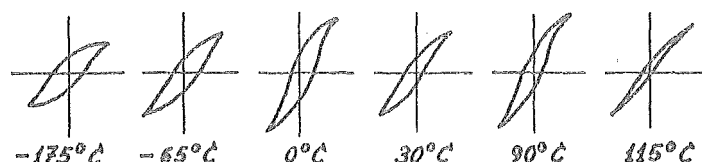


Fig. 7.7.

Para temperaturas bajas, el ciclo de histéresis tienen una forma notoria mente gruesa con un campo coercitivo bastante elevado que corresponde a una energía elevada para reorientar las paredes de los dominios; esto es, la configuración del dominio está como inmóvil. A mayores temperaturas la fuerza coercitiva decrece hasta que a la temperatura de Curie desaparece toda histéresis quedando solamente un único valor para la constante dieléctrica. Los ciclos de histéresis para el titanato de bario que posee una temperatura, recordemos, de unos 120°C, son los mostrados en la Fig. 7.7.

7.6.- ESTRUCTURA DE DOMINIOS EN LOS FERROELECTRICOS.

Según hemos visto , cuando un cristal de titanato de bario es enfriado al pasar por los 120°C efectuaba una transición del sistema cúbico al tetragonal. Sin embargo, lo más común, es que el eje c del sistema tetragonal no sea único en todo el cristal, sino que en unas zonas del mismo un eje del sistema cúbico haya pasado a ser el eje c y en otras, otro. Por ello, este cristal estará compuesto de muchas partes cada una de las cuales con sus polarizaciones espontáneas en diferentes direcciones.

Cada región que posee una polarización espontánea en una determinada dirección se denomina "dominio" y es un fenómeno, como se verá en otro Capítulo, idéntico al de los materiales ferromagnéticos.

En un principio podría pensarse que pudiera hacerse un monocristal de titanato de bario y que estuviera constituido por un único dominio. Esto daría - lugar a un cristal mucho más estable. Pero la realidad es muy diferente. Los

cristales reales poseen siempre deformaciones o impurezas que dan lugar a que los cambios de fase tengan lugar de forma diferente en las diferentes zonas del cristal. Como consecuencia, en estas comenzarán a crecer espontáneamente polarizaciones orientadas en todas direcciones, con el resultado de que en el cristal se crearán deformaciones. En este caso, este aparecerá dividido en un gran número de dominios (Fig. 7.8).

Los dominios en el titanato de bario pueden observarse mediante microscopio, debido a que el índice de refracción es diferente según el eje \underline{c} que según las direcciones \underline{a} ($n_c - n_a = -0,055$) y los cristales son transparentes.

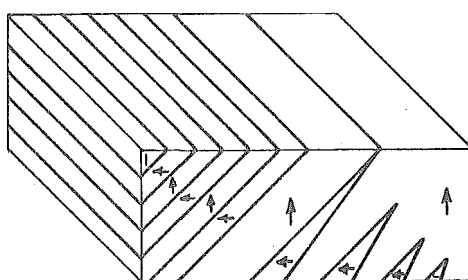


Fig. 7.8.

Merz ha estudiado la cinética de la formación de dominios y los movimientos de sus paredes, en placas delgadas de titanato de bario. El resultado de estos estudios puede sintetizarse en lo que veremos a continuación, concretándonos a la fase tetragonal.

Como ya sabemos, el cristal sin polarizar, es cúbico. Cuando se crea la polarización espontánea esta puede producirse según uno cualquiera de los tres ejes cúbicos (100). Por ello nos encontramos con la posibilidad de tener dominios polarizados perpendicularmente entre sí (ó dominios a 90°) o bien de dominios polarizados antiparalelamente (o dominios a 180°). De acuerdo con esto, existirán dos tipos de paredes de dominios: paredes de 90° y paredes de 180°.

Consideremos primero un cristal compuesto por dominios a 180° solamente. En general, estos dominios serán cilindros paralelos al eje tetragonal (Fig. 7.9). Según puede demostrarse, la deformación espontánea depende cuadráticamente de la polarización, por lo que será la misma para los dominios "hacia arriba" que para los "hacia abajo". Por ello, cualquier distribución de cilindros es compatible con la deformación espontánea y no conduce a ninguna tensión interna. No existe así ninguna interacción electromecánica entre los diferentes

dominios a 180° . Esta es una de las razones por las que el TiO_3Ba puede emplearse para dispositivos de memoria en contraste con otros materiales ferroeléctricos, como el PO_4KH_2 ó la sal de Seignette, en los cuales no se verifica lo anterior. Ópticamente, los dominios "hacia arriba" y "hacia abajo" son indistinguibles. Solo pueden ser diferenciados claramente mediante una técnica de ataque químico introducida por Hooton y Merz.

Los dominios a 90° se correlacionan de forma totalmente diferente. Los planos tetragonales (011) y (101) sirven como paredes de dominios, y en este

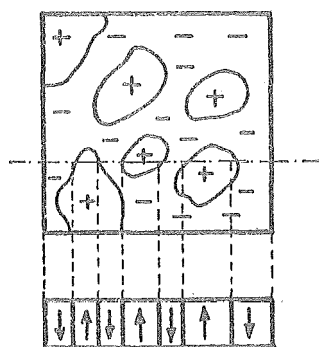


Fig. 7.9.

caso, pueden presentarse tensiones internas en contra del caso anterior. El único caso en el que no se presentan es cuando se consideran obleas muy finas cuya superficie es un plano (001). Merz encontró en este caso dos tipos de dominios que llamamos a y c. Un dominio c es aquel cuyo eje es perpendicular a la superficie principal de la oblea y uno a el que es paralelo a la misma. La Fig. 7.10 muestra un ejemplo de dominio a entre dos c.

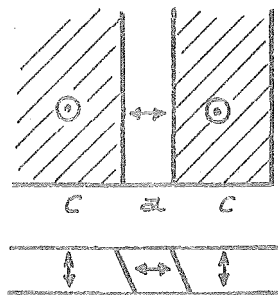


Fig. 7.10.

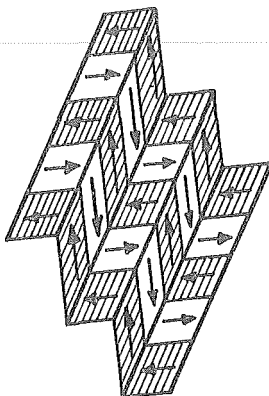


Fig. 7.11.

Normalmente, ambos tipos de paredes están presentes de forma simultánea (Fig. 7.11) y pueden llegar a no crear ningún tipo de tensiones internas.

Vemos de todo lo anterior, que la estructura de los dominios parece más o menos clara. El problema se plantea cuando se trata de relacionar unos dominios con otros, esto es, cuando se intenta ver cómo es la transición entre ellos. Y esta transición, que en el caso de los materiales ferromagnéticos, según veremos más adelante, está bastante bien entendida, aquí las cosas cambian. Las paredes de los dominios ferroeléctricos parecen admitir una interpretación bastante más complicada sin que hasta el presente, y dentro de lo que conocemos, haya sido comprendida en una totalidad. Debido a ello no nos detendremos más en este punto.

7.7.- CERAMICAS FERROELECTRICAS. -

Como ya hemos visto en el Capítulo anterior, las cerámicas piezoeléctricas eran, esencialmente, cerámicas que estaban basadas en materiales ferroeléctricos a los que se había dado el tratamiento de polarizado. En el caso que estamos considerando aquí, este tratamiento no será necesario, y solo aprovecharemos de las cerámicas ferroeléctricas los efectos de los monocristales ferroeléctricos y que, naturalmente, al pasar a cerámicas aparecerán transformados.

No nos meteremos en la fabricación de las cerámicas ya que esto corresponde a la parte de tecnología, que será vista en otro lugar. Nos limitaremos en consecuencia a los efectos y sus aplicaciones.

Las muy altas constantes dieléctricas del titanato de bario (que pueden verse en la Tabla 6.1) y de otros materiales ferroeléctricos ofrecen la posibilidad de obtener altos valores de la capacidad en condensadores de tamaño muy

reducido. Sin embargo, existen una gran cantidad de problemas relacionados con su uso. El cambio de polarización con el campo aplicado requiere una orientación de los dominios y, como puede verse en la Fig. 7.12, la constante dieléctrica medida en una cerámica de titanato de bario, depende del campo aplicado. El lector puede comparar esta figura con la Fig. 7.5 que daba el valor de ϵ' para un monocristal. Como puede verse en la Fig. 7.12, para intensidades del campo eléctrico elevadas, los dominios se orientarán de una forma más efectiva con lo que resultará una constante dieléctrica mayor.

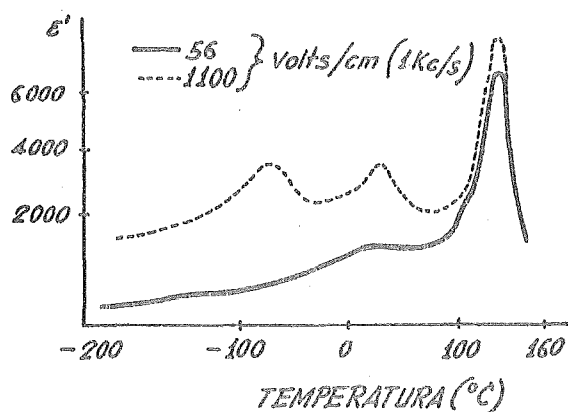


Fig. 7.12.

Igualmente, según puede verse en la misma Fig. 7.12, existe una fuerte dependencia con la temperatura de la permitividad, por lo que las características de un circuito en el que se hubiera situado un condensador con una cerámica de este tipo, podrían cambiar dentro de un margen moderado de temperaturas.

Afortunadamente, la dependencia con la temperatura y la variación del valor de ϵ' con el campo eléctrico, pueden modificarse formando soluciones sólidas mezclando una amplia gama de compuestos. Así, en las estructuras del tipo perovskita, el Ba^{2+} puede ser substituído en parte por Pb^{2+} , Sr^{2+} , Ca^{2+} y Cd^{2+} , sin que se pierdan las características ferroeléctricas. Igualmente, los iones de Ti^{4+} pueden reemplazarse por Sr^{4+} , Mf^{4+} , Zr^{4+} , Ce^{4+} y Th^{4+} . En adición a lo anterior, los tantalatos y los Columbatos poseen también propiedades ferroeléctricas. Las posibilidades para formar aleaciones con todas estas estructuras ofrecen una gama tremenda de composiciones, constantes dieléctricas, dependencias con la temperatura y muchas otras características. Por todo lo ante

rior, se ha dedicado un considerable esfuerzo para la obtención de una serie de composiciones para diversos fines. Recordamos, por ejemplo, que en 7.3 - cuando hablábamos de las propiedades del cristal de titanato de bario, decíamos que la adición de titanato de estroncio rebajaba el valor del punto de Curie. No es solo el estroncio el que conduce a tal efecto. La Fig. 7.13 muestra el efecto que la adición de algunos átomos isovalentes tiene sobre el punto de Curie en función de la concentración. Para el caso del Sr^{2+} el decremento es lineal, llegando a un punto virtual de Curie para el TiO_3Sr muy próximo a 0°K. Para

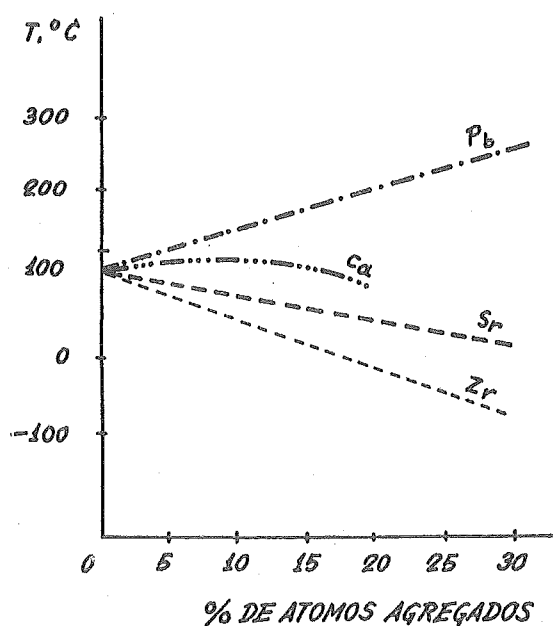


Fig. 7.13.

el caso del Ca^{2+} , la experiencia muestra un máximo muy débil para aproximadamente un 8% de átomos de Ca^{2+} , mientras que agregando átomos de Pb^{2+} la temperatura del punto de Curie aumenta, llegando a los 490°C para el TiO_3Pb .

Como complemento de lo anterior, la Fig. 7.14 da la variación de $1/\chi$ con la temperatura para una cerámica de titanato de bario-estroncio. Vemos que la ley, por encima de la temperatura de Curie es exactamente la de Curie-Weiss. Esto, siempre que la intensidad del campo eléctrico sea pequeña o media. Cuando se hace intenso, χ pasa a depender fuertemente del valor del campo. Esto es lo que muestra la Fig. 7.15. El margen útil de esta no linealidad de la po-

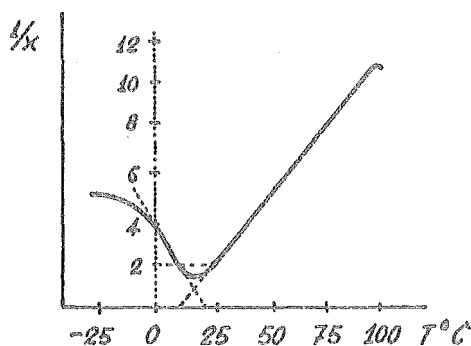


Fig. 7.14.

larización en campos elevados se extiende a unos 40°C por encima del punto de Curie y parece ser de una importancia técnica especial debido a que las pérdidas que acompañan son mucho más pequeñas que las que aparecen por debajo del punto de Curie (Fig. 7.16). La razón de estas escasas pérdidas se debe al hecho de que polarizar por encima del punto de Curie no lleva consigo el tener que contrarrestar una estructura de dominios pre-existente. La constante que

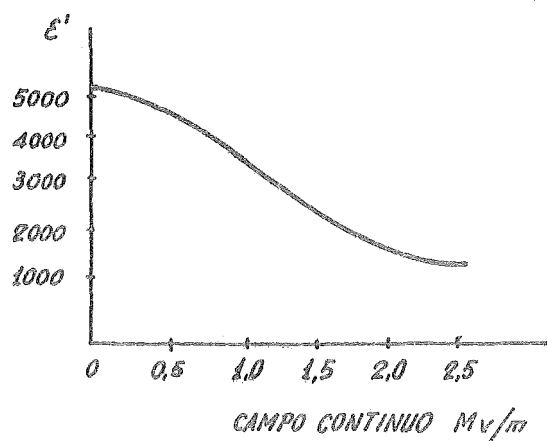


Fig. 7.15.

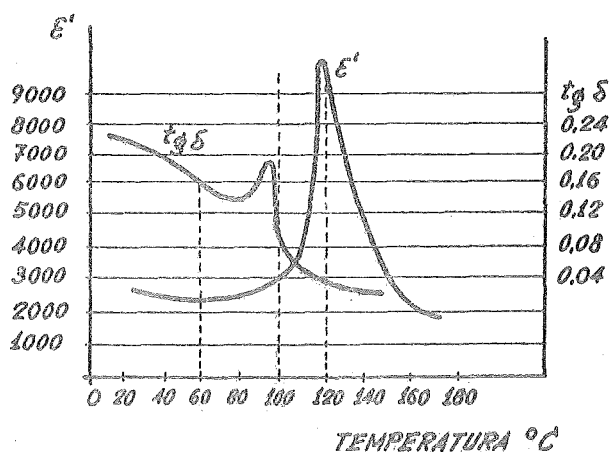


Fig. 7.16.

aparece en la ley de Curie-Weiss no es simplemente $3T_c$ como en (7.9) sino mucho mayor. Así, para el caso de la cerámica de TiO_3Ba-Sr de la Fig. 7.14, donde era $T_c = 281^\circ K$, el valor de la constante es de 88.000.

7.7.1. - ENVEJECIMIENTO DE LAS CERAMICAS. -

Un problema de bastante importancia que se presenta, es el debido a los desplazamientos de los dominios en las cerámicas ferroeléctricas. Ello da lugar a dificultades en la fabricación de materiales uniformes y consistentes. Como ya vimos cuando hablábamos de los dominios, podían aparecer tensiones entre ellos y deformaciones en el material. Esto da lugar a que con el tiempo, las tensiones lleguen a afectar a la sustancia dando lugar a variaciones en el valor de la constante dieléctrica. Este efecto se denomina envejecimiento. Se ha encontrado que la permitividad varía con el tiempo según una relación de la forma

$$\varepsilon' = \varepsilon'_0 - m \log(t/t_e) \quad (7.10)$$

donde ε' es la constante dieléctrica en el instante t , ε'_0 es la permitividad inicial y m es la constante de tiempo. Esta constante suele ser mayor cuanto mayor sea ε'_0 . t es el tiempo transcurrido desde la formación de la cerámica y t_e una constante que depende del material.

Los detalles del envejecimiento no están, todavía, suficientemente bien extendidos, pero variables tales como la composición y el tratamiento térmico afectan fuertemente a los resultados obtenidos. La facilidad con que puedan mover los dominios depende de las deformaciones impuestas por el resto de los cristales, así como por el tamaño del mismo cristal (dominio). En una cerámica policristalina, la reorientación de los dominios viene afectada por el tamaño de los granos individuales, por la presencia de impurezas y poros que impiden el movimiento de las paredes de los dominios, por tensiones impuestas por los granos adyacentes, y por el tipo de los contornos de los granos. Como resultado de todo ello los detalles de la microestructura, la pureza de los materiales de partida y los procedimientos de manufactura y cocido, afectaran grandemente a las propiedades finales. Esto no ha sido, aun, estudiado con todo detalle. Como consecuencia, productos fabricados en procesos aparentemente similares pueden llegar a tener variaciones hasta del 15 al 20% en los valores de las constantes dieléctricas medidas para alguna tensión determinada. No entraremos en más detalles del tema ya que solo pretendemos dar los problemas que se presentan.

8. MATERIALES MAGNETICOS. DIA Y PARAMAGNETISMO

De una forma muy amplia, y tomándolo en sentido estricto, todos los materiales son magnéticos. Pero de todos ellos, solamente las sustancias que llamaremos ferromagnéticas y ferrimagnéticas son las denominadas en general "materiales magnéticos", siendo estas capaces de ser magnetizadas con campos relativamente débiles. La mayor parte de los materiales, bien sean sólidos, líquidos o gaseosos, presentan otros tipos de magnetismo denominados diamagnetismo, antiferromagnetismo y paramagnetismo.

Como ya hemos dicho, en la tecnología electrónica, solo presentan aplicaciones los ferro y los ferrimagnéticos. Por ello nuestro estudio se centrará preferentemente en estos, aunque debido a que sus propiedades básicas solo son comprendidas cuando se han visto antes las de los otros, daremos en este capítulo una breve síntesis de las características y el comportamiento de las diferentes clases de magnetismo posible en la materia, para en capítulos siguientes pasar ya a las propiedades específicas de los de interés electrónico.

Dividiremos así nuestro estudio en dos partes esenciales. Una primera en la que se verán de forma teórica los diferentes tipos de magnetismo, dándose también una breve introducción de algunos conceptos generales de Electromagnetismo que serán necesarios posteriormente. La segunda parte, girará en torno a los materiales magnéticos de más frecuente uso.

8.1.- CONCEPTOS BASICOS DE MAGNETISMO.-

Vamos a repasar, de forma muy escueta, algunos conceptos de Magnetismo que ya se suponen conocidos de Física General pero que serán expuestos aquí a fin, principalmente, de unificar notaciones y nomenclatura. El sistema de unidades que se seguirá en el futuro será el M.K.S., sobre todo debido al hecho de que los libros de Ingeniería relacionados con este tema lo usan. Ahora bien, como en cambio, la mayor parte de los tratados de Física del Magnetismo lo están en otros sistemas, al final de esta introducción daremos un breve resumen del paso de unos a otros, presentando la forma que adoptan las ecuaciones más usadas en cada uno de los mismos. Es de gran importancia el tener una cierta familiaridad con los sistemas más usuales ya que, como se ha dicho, la literatura está realmente diversificada en este tema. De hecho, puede decir-

se que ninguno de todos los sistemas presenta ventajas absolutas con respecto a los demás. El MKS, por ejemplo, que simplifica notoriamente la mayor parte de las ecuaciones de la Electricidad no hace en cambio lo mismo con las del Magnetismo, y ello hace que casi todos los investigadores de este campo sigan utilizando el cgs (emu) en sus trabajos y en sus publicaciones.

Todas, o casi todas, las ecuaciones que serán presentadas en este apartado lo serán sin demostración ya que las mismas pueden verse en cualquier texto de Física.

8.1.1.- POLOS Y MOMENTOS MAGNETICOS. -

Como ya se conoce de Electromagnetismo, todo anillo cerrado por el que circule una corriente de valor I y posea una superficie A , lleva asociado un momento magnético de valor

$$\vec{\mu} = I \vec{A} \text{ amp. m}^2 \quad (8.1)$$

donde el vector \vec{A} tiene una magnitud igual al área encerrada por el anillo y una dirección normal a ésta. Si el anillo poseyese N espiras, la expresión anterior habría de multiplicarse por este N en su segundo miembro.

Si se hace actuar ahora sobre este momento magnético un campo uniforme \vec{B} formando un ángulo ϑ con él, aparecerá un par que tenderá a orientarle en su misma dirección. El momento de este par será simplemente

$$m = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (8.2)$$

Situado el momento magnético a un ángulo ϑ , con el campo, poseerá una cierta energía potencial E_p , necesitándose realizar un trabajo dE_p para girar un ángulo $d\vartheta$. Este trabajo será

$$dE_p = \mu B \sin\vartheta d\vartheta \quad (8.3)$$

Si se adopta, como es usual, el cero de energía para $\vartheta = 90^\circ$, será

$$E_p = \int_{90^\circ}^{\vartheta} \mu B \sin\vartheta d\vartheta = -\mu B \cos\vartheta \quad (8.4)$$

Así, E_p vale $-\mu B$ cuando el vector representativo del momento magnético es paralelo con el campo, cero cuando está en ángulo recto con él y $+\mu B$ -

cuando se encuentra en posición antiparalela. En notación vectorial (8.4) puede escribirse como

$$E_p = - \bar{\mu} \cdot \bar{B} \text{ julios} \quad (8.5)$$

Esta es una ecuación muy importante que será bastante usada en el futuro.

Un imán, con forma de barra, posee también un momento magnético y en él, por analogía con el caso eléctrico, es útil imaginar la existencia de polos magnéticos. En función de éstos es frecuente encontrar que el momento magnético de una barra, con dos polos de magnitudes $\pm p$ y $-p$ separados por una distancia l es pl . Esto no quiere decir, como ya es sabido, que dichos polos tengan existencia real y que pueden separarse. Todas las investigaciones realizadas hasta la fecha para encontrar un monopolio magnético han fracasado. Pero a pesar de todo sigue siendo útil a veces el operar como si existieran.

8.1.2.- MAGNETIZACION. -

En el espacio libre, la inducción \bar{B} se relaciona con la intensidad del campo \bar{H} mediante la expresión ya conocida:

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} \quad (8.6)$$

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ henrios/metro; μ_0 es la denominada permeabilidad del vacío. En un material sólido

$$\bar{B} = \mu \bar{H} \quad (8.7)$$

donde μ será en general diferente de μ_0 . En algunos casos, puede perder el carácter escalar pasando a ser un tensor; μ se denomina permeabilidad absoluta ⁽¹⁾

La mayor parte de las veces es mucho más cómodo emplear la denominada permeabilidad relativa, μ_r , definida por

$$\mu_r \equiv \frac{\mu}{\mu_0} \quad (8.8)$$

Con ella, la ec. (8.7) puede escribirse en la forma

$$\bar{B} = \mu_r \mu_0 \bar{H} \quad (8.9)$$

(1) NOTA.- aunque aquí, como es muy común, emplearemos la misma nomenclatura para la permeabilidad y el momento magnético de los átomos, no aparecerán problemas a lo largo de nuestro estudio, ya que suelen aparecer separados. De no ser así, se indicará.

o también como

$$\overline{B} = \mu_0(\overline{H} + \overline{M}) \quad (8.10)$$

que nos sirve para introducir la magnetización \overline{M} del sólido. Por ello, el material introducido en el campo \overline{H} es, de alguna forma, responsable de la aparición de una inducción magnética extra de valor $\mu_0 \overline{M}$ en adición de la inducción del espacio libre $\mu_0 \overline{H}$. Es posible demostrar que \overline{M} es la densidad de momentos dipolares magnéticos; esto es, el momento dipolar por unidad de volumen. En función de esto puede considerarse a la magnetización como resultante de la aparición de dipolos magnéticos en el sólido cuando se introduce éste en un campo magnético.

En algunos casos, suele ser más conveniente referir la magnetización a la unidad de masa en lugar de a la unidad de volumen. En ese caso se tiene

$$\sigma = \frac{M}{Q} \quad (8.11)$$

donde Q es la densidad del cuerpo. σ es la denominada magnetización específica.

8.1.3. - SUSCEPTIBILIDAD. -

Ya que la magnetización que aparece es proporcional al campo aplicado, el factor de proporcionalidad, denominado susceptibilidad, viene dado por

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (8.12)$$

de donde puede obtenerse

$$\mu_r = 1 + \chi_m = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (8.13)$$

Vemos así que es solo necesario conocer un parámetro, bien sea M , χ , μ_r ó μ en función de H para tener completamente determinados los demás.

8.1.4. - PERMEABILIDAD. -

Debido a las especiales características de los materiales magnéticos, que hacen que los valores de los diferentes parámetros que los definen varíen de acuerdo con el punto donde se miden, es posible encontrar diversas definiciones de la permeabilidad. Ya hemos visto, en 8.1.2., las del vacío, μ_0 , la absoluta, μ , y la relativa, μ_r . No son estas las únicas. Enunciaremos, brevemente

te, algunas otras encontradas bastante a menudo.

8.1.4.1.- PERMEABILIDAD INICIAL. -

La permeabilidad inicial, μ_i , es una cantidad que no puede ser medida directamente. Se encuentra mediante una extrapolación a cero, de mediciones efectuadas para intensidades finitas del campo. Solamente si el campo medido es extremadamente pequeño, en el margen de algunos oersteds, la extrapolación lineal conducirá a un valor correcto. La definición así, para la permeabilidad inicial relativa es

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H} \quad (8.14)$$

En las medidas hechas en alterna, se emplearán los valores de pico de B y H.

8.1.4.2.- PERMEABILIDAD DIFERENCIAL. -

La permeabilidad diferencial μ_{dif} caracteriza el cambio de inducción con la variación de campo magnético. Es igual también a la pendiente de la tangente en un punto determinado de la curva (BH). Su definición es así:

$$\mu_{dif} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \quad (8.15)$$

Como puede facilmente verse, dependerá del valor del campo tomado para que sea mayor, menor o igual que la permeabilidad absoluta.

8.1.5.- UNIDADES MAGNETICAS. -

Como ya hemos dicho en un párrafo anterior, los sistemas de unidades en los cuales pueden encontrarse escritas las ecuaciones del Magnetismo son esencialmente dos: el MKS ó racionalizado y el electromagnético ó emu. En Electromagnetismo, además, aparecen otros tres que dan así al conjunto una especial animación. No es el objeto de este estudio el dar una justificación de los mismos. Sólo nos centraremos en el paso de unos a otros. Y para ello creemos que el mejor método es tomar como punto de partida las ecuaciones de Maxwell y expresarlas en un sistema completamente general en función de cuatro constantes, constantes que luego en cada sistema tomarán diferentes valores. Las ecuaciones de Maxwell quedan entonces en la forma

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \vec{E} &= 4\pi K_1 \rho \\
 \nabla \times \vec{B} &= 4\pi K_2 \alpha \mathbf{J} + \frac{K_2 \alpha}{K_1} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\
 \nabla \times \vec{E} &= -K_3 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \nabla \cdot \vec{B} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{8.16}$$

Estas cuatro constantes que aparecen no ~~son~~ son independientes entre sí, sino que han de verificar las siguientes dos ecuaciones

$$\begin{aligned}
 K_3 &= \frac{1}{\alpha} \\
 \frac{K_1}{K_2} &= c^2
 \end{aligned}
 \tag{8.17}$$

vemos entonces que solamente son dos las posibles constantes que se pueden es coger arbitrariamente. Es conveniente, sin embargo, tabular las cuatro y es lo que aparece en la Tabla 8.1 donde se encuentran las magnitudes y las dimensio nes de las constantes electromagnéticas para los diferentes sistemas de unida-- des. Las dimensiones vienen dadas después del valor numérico. El símbolo c representa a la velocidad de la luz en el vacío, como es usual ($c = 2,998 \times 10^{10}$ cm/seg.). Los cuatro primeros sistemas tienen como unidades el centímetro, el gramo y el segundo (l, m, t). El MKS adopta, en cambio, el metro, el Kilogramo y el segundo, a los que añade la carga eléctrica (q) como cuarta unidad.

TABLA 8.1.

SISTEMA	K_1	K_2	α	K_3
ELECTROSTATICO (esu)	1	$C^{-2}(t^2 l^{-2})$	1	1
ELECTROMAGNETICO (emu)	$C^2(l^2 t^{-2})$	1	1	1
GAUSSIANO	1	$C^{-2}(t^2 l^{-2})$	$C(lt^{-1})$	$C^{-1}(tl^{-1})$
HEAVISIDE-LORENTZ	$1/4\pi$	$\frac{1}{4\pi C^2}(t^2 l^{-2})$	$C(lt^{-1})$	$C^{-1}(tl^{-1})$
RACIONALIZADO (MKS)	$\frac{1}{4\pi\epsilon_0}=10^{-7}C^2$ $(ml^3 t^{-2} q^{-2})$	$\frac{\mu_0}{4\pi}=10^{-7}$ (mlq^{-2})	1	1

Como puede verse en esta tabla, dejando aparte las dimensiones, las unidades en los sistemas emu y MKS son muy similares, a excepción de algunas potencias de 10. Los sistemas Gaussiano y de Heaviside-Lorentz difieren solamente en factores de 4π .

Creemos que con la anterior tabla sería fácil al interesado, hacer los correspondientes pasos de unos sistemas a otros. Solo queda dar los valores de μ_0 en cada uno de ellos. Esto queda reflejado en la Tabla 8.2.

TABLA 8.2.

SISTEMA	ϵ_0	μ_0
Electrostático	1	C^{-2} ($t^2 l^{-2}$)
Electromagnético	C^{-2} ($t^2 l^{-2}$)	1
Gaussiano	1	1
Heaviside-Lorentz	1	1
Racionalizado (MKS)	$\frac{10^7}{4\pi C^2}$ ($q^2 t^2 m^{-1} l^{-3}$)	$4\pi \times 10^{-7}$ (mlq^{-2})

Se ha dado también el valor de ϵ_0 a fin de completar los datos, aunque no intervenga en el momento presente.

Con todo lo anterior, puede llegarse a mostrar que, en el sistema MKS, H y M se miden en la misma unidad, esto es, en amperios por metro, mientras que B lo es en webers por metro cuadrado. La permeabilidad μ tiene las dimensiones de webers por amperio-metro o henrios por metro. Esto, junto con las unidades del sistema electromagnético, aparece en la Tabla 8.3.

TABLA 8.3.

	UNIDADES ELECTROMAGNETICAS (emu)	UNIDADES MKS
	$B = H + 4\pi M$	$B = \mu_0 (H + M)$
B	gauss	webers/ m^2 (tesla).
H	oersteds	amperios/metro
M	emu/ cm^3	amperios/metro
Φ	maxwell	weber

La tabla 8.4 muestra el paso de unas unidades a otras.

TABLA 8.4.

	<u>emu a MKS</u>	<u>MKS a emu</u>
B	1 gauss = 10^{-4} weber/m ²	1 weber/m ² = 10^4 gauss
H	1 oersted = 79,6 amp/m	1 amp/m = $12,57 \times 10^{-3}$ Oe
M	1 emu/cm ³ = $4\pi 10^3$ amp/m	1 amp/m = $10^{-3}/4\pi$ emu/cm ³
Φ	1 maxwell = 10^{-8} weber	1 weber = 10^8 maxwells

8.2. - DIAMAGNETISMO Y PARAMAGNETISMO. -8.2.1. - INTRODUCCION. -

Mediante los métodos apropiados pueden medirse las propiedades magnéticas de cualquier sustancia y clasificarla de acuerdo con las medidas obtenidas en diamagnética, paramagnética, ferromagnética, antiferromagnética o ferrimagnética. Veremos aquí, para establecer tal división, los valores que puedan tener las susceptibilidades y las magnetizaciones de saturación; veremos también la variación de dichos valores con la temperatura ya que dichas variaciones serán las que darán la clave del tipo de sustancia magnética con la que se trate.

Las propiedades magnéticas en que nos detendremos aquí son las debidas enteramente a los electrones de los átomos, que tienen un momento magnético en virtud de su movimiento. El núcleo tiene también un pequeño momento magnético, pero es insignificante en comparación con el de los electrones y no afectará a las propiedades magnéticas globales de una forma apreciable.

8.2.2. - MOMENTOS MAGNETICOS DE LOS ELECTRONES. -

Hay, como ya se sabe, dos clases de movimientos en los electrones, el orbital y el de espín y cada uno tiene un momento magnético asociado con él.

El momento orbital de un electrón alrededor del núcleo puede tomarse como originado por una corriente en un arrollamiento circular que no posea resistencia. El momento magnético de un electrón, debido a este movimiento, puede calcularse mediante (8.1), esto es

$$\mu = (\text{área del bucle}) (\text{corriente})$$

Para evaluar μ deberemos conocer la forma y tamaño de la órbita y la velocidad del electrón. En la teoría original de Bohr (1.913) el electrón lo supo

ne animado de una velocidad \underline{v} en una órbita circular de radio \underline{r} . Si es \underline{e} la carga del electrón en unidades MKS, se tendrá así que la corriente, o carga que pasa por un determinado punto por unidad de tiempo, es

(\underline{e}) ($V/2 \pi r$) con lo que

$$\mu(\text{órbita}) = \pi r^2 \frac{ev}{2 \pi r} = \frac{evr}{2} \quad (8.18)$$

Un postulado adicional de la Teoría fué que la cantidad de movimiento angular - del electrón debería ser un múltiplo entero de $\hbar (=h/2 \pi)$ donde h es la constante de Plank. Con ello

$$m v r = n h/2 \pi \quad (8.19)$$

y combinándolas se obtiene

$$\mu(\text{órbita}) = \frac{eh}{4 \pi m} (n) \quad (8.20)$$

para el momento magnético del electrón en la primera órbita de Bohr ($n=1$).

El espín del electrón fué postulado en 1.925 para explicar ciertas características de los espectros ópticos, particularmente en el caso de gases introducidos en un campo magnético (efecto Zeeman). El espín es una propiedad general de los electrones en todos los estados de la materia y para todas las temperaturas. El electrón se comporta como si estuviera rotando en torno a su propio eje, al mismo tiempo que gira en torno al núcleo, y asociado con esta rotación hay un cierto valor de momento magnético y de cantidad de movimiento angular. Experimental y teóricamente puede obtenerse que el momento magnético debido al espín tiene un valor de

$$\mu(\text{espín}) = \frac{eh}{4 \pi m} \quad (8.21)$$

Se ve que este valor es exactamente el mismo que el debido al movimiento en la primera órbita de Bohr. Debido a ello, esta cantidad fundamental, tiene un símbolo especial μ_B y un nombre propio, el magnetón de Bohr. Así

$$\begin{aligned} B = \text{magnetón de Bohr} &= \frac{eh}{4 \pi m} = 0,927 \times 10^{-20} \text{ erg/oe} \\ &= 9,27 \times 10^{-24} \text{ amp/m}^2 \end{aligned} \quad (8.22)$$

que tomaremos desde ahora como unidad natural de momento magnético, de la misma forma que la carga \underline{e} del electrón es la unidad natural de carga eléctrica

ca.

8.2.3.- MOMENTOS MAGNETICOS DE LOS ATOMOS. -

Los átomos contienen un cierto número de electrones cada uno rotando en torno a su eje y girando en su propia órbita. El momento magnético asociado con cada tipo de movimiento es una cantidad vectorial, paralela al eje del espín y normal al plano de la órbita, respectivamente. El momento magnético del átomo será la suma vectorial de todos los momentos electrónicos y aparecen así dos posibilidades:

- 1.- Que los momentos magnéticos de todos los electrones estén orientados de forma que se cancelen entre sí y el átomo, como un todo, no posea entonces momento magnético neto. Esta condición conduce al diamagnetismo.
- 2.- Que la cancelación de los momentos electrónicos sea solamente parcial y el átomo quede con un momento magnético neto diferente a cero. Sustancias compuestas de átomos de este tipo son las para, ferro, antiferro y ferrimagnéticas.

8.2.4.- TEORIA DEL DIAMAGNETISMO. -

Un material diamagnético es una sustancia que presenta lo que podríamos denominar un magnetismo negativo. Aunque está compuesta de átomos sin momento magnético neto, reacciona de una forma muy particular ante la aplicación de un campo externo. La teoría de este efecto fue desarrollada, en primer lugar por el físico francés Paul Langevin en un artículo, ya clásico, publicado en 1.905. En su trabajo lo que hizo fue desarrollar y dar cuantitativamente algunas ideas expuestas mucho antes por Ampère y por el físico alemán Wilhelm Weber. Su teoría, bastante fielmente, es la que daremos aquí.

Consideremos una determinada órbita de un electrón normal a un campo magnético externo, tal como la de la Fig. 8.1. El movimiento del electrón según hemos visto, puede hacerse equivalente a una cierta corriente que recorre un anillo cerrado. Por ello, tan pronto como el campo pase de cero a tener un cierto valor, aparecerá una variación de flujo a través de dicho anillo, que inducirá una fem \underline{E} en éste de valor (ley de Faraday)

$$\underline{E} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d(BA)}{dt} \text{ volts} \quad (8.23)$$

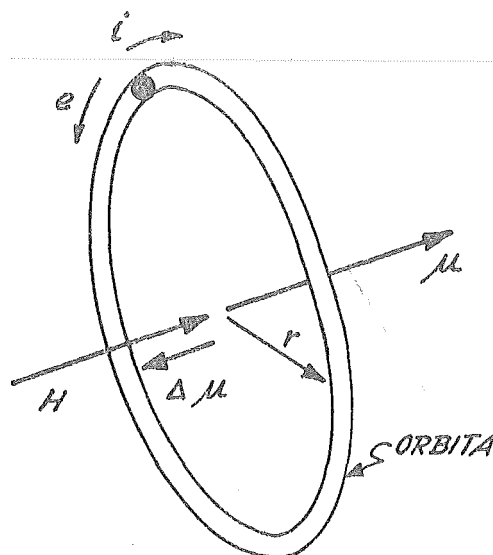


Fig. 8.1.

donde A es el área del anillo. Como indica el signo menos, esta fem actúa de tal forma que su efecto se opone al cambio de flujo (ley de Lenz). Esto puede conseguirse mediante una disminución en el valor de la corriente del anillo o, en otras palabras, disminuyendo la velocidad del electrón. El resultado es una disminución del momento magnético asociado con la corriente del anillo.

La órbita del electrón, además de suponerse que actúa como un anillo de corriente, se toma también como un hilo sin resistencia. Debido a este hecho, la variación en el valor de la corriente producida por \underline{E} persiste aun cuando \underline{E} sea finita únicamente en el intervalo transcurrido desde que el campo magnético vale cero hasta que adquiere su valor final. El efecto no es por ello momentáneo. El momento magnético va disminuyendo su valor mientras varía el valor de H , pero el valor tomado al final no vuelve al primitivo hasta que el campo no vuelva de nuevo a valor cero.

En la órbita mostrada en la Fig. 8.1 el electrón se mueve en sentido contrario a las agujas del reloj, por lo que la dirección de la corriente es en el sentido de éstas. El momento magnético μ de este anillo tendrá así una dirección como la mostrada en la figura que, en este caso, vamos a tomar del mismo sentido que el campo H , que va a pasar de ser cero a valer H . El efecto de la aparición de este H es cambiar μ en una cantidad $\Delta\mu$ en sentido opuesto al del campo. Imaginemos ahora otra órbita adyacente a la mostrada, pero con un electrón moviéndose en sentido dextrógiro. Con un campo cero el momento de esta segunda órbita tiene dirección opuesta a la de la anterior y el cambio en momento, cuando se aplica el campo H , es también negativo. Por ello,

los momentos de estas dos órbitas se cancelan en campo nulo, pero ambas órbitas producen un momento negativo cuando se aplica un cierto campo. De forma análoga, los momentos de todos los electrones en un átomo pueden orientarse especialmente de forma que se cancelen en un campo nulo, pero dar, en cambio, ante la presencia de un campo externo, un momento antiparalelo a éste diferente de cero.

Podemos calcular ahora ya, que sufre el momento de una única órbita de la forma siguiente. Sabemos que según varía el campo magnético, se genera un campo eléctrico debido a la inducción magnética. De acuerdo con la ley de Faraday, la integral de línea de \vec{E} alrededor de cualquier camino cerrado es igual a la variación de flujo a lo largo del camino. Según la Fig. 8.1, será

$$E \cdot 2\pi r = - \frac{d}{dt} (B\pi r^2) \quad (8.24)$$

de donde

$$E = - \frac{r}{2} \frac{dB}{dt} \quad (8.25)$$

Este campo eléctrico inducido, al actuar sobre un electrón en el átomo, produce un par de valor $-eEr$, que debe ser igual a la variación de momento angular con el tiempo dJ/dt :

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{er^2}{2} \frac{dB}{dt} \quad (8.26)$$

Integrando con respecto al tiempo desde un campo nulo, encontramos que la variación en momento angular debido a la aparición de B es

$$\Delta J = \frac{er^2}{2} B \quad (8.27)$$

Como según vimos en (8.18) era

$$\mu = \frac{evr}{2} = \frac{eJ}{2m} \implies \Delta \mu = \frac{e}{2m} \Delta J \quad (8.28)$$

de donde vemos que una variación en el momento angular origina una variación en el momento magnético. Por todo lo anterior, el momento diamagnético inducido es

$$\Delta \mu = - \frac{e}{2m} \Delta J = - \frac{e^2 r^2}{4m} B \quad (8.29)$$

Este resultado se aplica solamente cuando el plano de la órbita es perpendicular al campo aplicado. En general esto no sería cierto y estaría inclinado un cierto ángulo con respecto al campo. Por ello, el r de la ecuación anterior deberá interpretarse como la proyección de una órbita de radio R sobre un plano normal al campo. No haremos aquí la demostración del resultado que aparecería si se llevase a cabo lo anterior. Unicamente diremos que en el caso general, cuando la órbita de radio R puede tomar cualquier orientación con respecto al campo, el $\Delta\mu$ vale

$$\Delta\mu = - \frac{e^2 R^2}{6m} B \quad (3.30)$$

Como vemos, en cualquier caso aparece siempre un signo menos indicando la oposición al campo B .

Considerando un átomo con Z electrones, aparecerían Z términos como el anterior o lo que es igual

$$\Delta\mu(\text{por átomo}) = - \frac{e^2 B}{6m} \sum R_n^2 \quad (8.31)$$

donde R_n es el radio de la n -sima órbita.

Si lo que pretendemos es obtener el momento neto adquirido por unidad de volumen, esto es, la magnetización M , habremos de tener en cuenta que el número de átomos por unidad de volumen es $N_0 \rho / P$ donde N_0 es el número de Avogadro, ρ la densidad y P el peso atómico. Por ello

$$\Delta\mu(\text{por } m^3) = - \frac{N_0 \rho}{P} \frac{e^2 \overline{R^2} B}{6m} \quad (8.32)$$

donde se ha reemplazado $\sum R_n^2$ por $\overline{R^2}$ siendo $\overline{R^2}$ el valor medio de los cuadrados de los radios orbitales.

Como M será el momento adquirido por unidad de volumen será, como hemos dicho $\Delta\mu(\text{por } m^3)$, y por ello, la susceptibilidad χ , dada por (M/H) valdrá:

$$\chi = - \frac{N \rho}{A} \frac{e^2 \overline{R^2}}{6m} \text{ webers/amperio.metro} \quad (8.33)$$

Esta es la susceptibilidad que aparece en las sustancias diamagnéticas y que como puede verse en la ec. (8.33) debe ser prácticamente independiente de la temperatura ya que ninguna de las cantidades que aparecen en ella dependen fuerte-

mente de T. Esto está de acuerdo con los resultados experimentales, salvo algunas muy contadas excepciones.

8.2.4.1. - SUSTANCIAS DIAMAGNETICAS. -

Los electrones que constituyen una órbita completa en cualquier átomo tienen sus espines y sus momentos orbitales orientados de forma que el conjunto, como un todo, no tiene momento neto. Por ello, los gases nobles monoatómicos, He, Ne, Ar, etc, que poseen estructuras con sus órbitas completas son todos diamagnéticos. Igualmente lo son los gases poliatómicos, tales como el H_2 , el N_2 , etc. debido a que el proceso de formación de la molécula conduce usualmente a órbitas completas de electrones por lo que no aparece un momento neto en la molécula.

El mismo argumento se aplica al diamagnetismo de sólidos iónicos como el ClNa. El proceso de enlace de esta sustancia lleva consigo la transferencia de un electrón de cada Na a otro de Cl, con lo que los iones que resultan, Na^+ y Cl^- , poseen sus órbitas completas y son así diamagnéticos. El enlace covalente de electrones compartidos conduce, igualmente, a órbitas completas y así elementos como el C (diamante), Si y Ge son diamagnéticos.

Casi todos los compuestos orgánicos, por otra parte, son diamagnéticos y la realización de medidas magnéticas sobre ellos ha suministrado una gran cantidad de información acerca de su estructura.

Pero no todos los gases son diamagnéticos, ni todos los sólidos iónicos o covalentes. Las generalizaciones pueden ser peligrosas. El lector interesado en el tema puede consultar libros de Magnetoquímica, que es la rama de la Ciencia dedicada a las relaciones entre las propiedades magnéticas y el enlace químico. El comportamiento de los metales es particularmente complejo; la mayor parte son paramagnéticos, pero algunos son diamagnéticos.

Un caso muy extremo de comportamiento diamagnético es el de los superconductores que podrían considerarse como diamagnéticos perfectos. Su comportamiento será analizado en un capítulo posterior.

8.2.5. - PARAMAGNETISMO: TEORIA CLASICA. -

Las primeras medidas sistemáticas de la susceptibilidad para un número muy elevado de sustancias fueron hechas por Curie hacia 1.895. Encontró que la susceptibilidad era independiente de la temperatura en los diamagnéticos, pe-

ro que variaba inversamente con la temperatura absoluta para los paramagnéticos, esto es, de acuerdo con una ley de forma:

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (8.34)$$

Esta relación es la ley de Curie siendo C la constante de Curie. Un poco más tarde se vió que era un caso particular de una ley más general.

$$\chi = \frac{C}{T - \vartheta} \quad (8.35)$$

denominada ley de Curie-Weiss, siendo ϑ una constante que depende del cuerpo. La explicación teórica fue dada por Langevin en 1.905. Cualitativamente es simple. Supuso que un paramagnético está compuesto de átomos o moléculas cada una de las cuales con un mismo momento magnético neto μ . En ausencia de campo magnético externo, estos momentos atómicos apuntan desordenadamente en todas las direcciones posibles cancelándose, de forma que la magnetización de la muestra es cero. Cuando se aplica un campo, hay una tendencia para que cada momento atómico gire en la dirección del campo; si no existiera fuerza en contra, aparecería un completo alineamiento de los momentos con lo que el material, como un todo, adquiriría un momento de alto valor en la dirección del campo. Pero debido a la agitación térmica de los átomos esta tendencia se atenúa manteniéndose los átomos con sus momentos apuntando direcciones parcialmente aleatorias.

El resultado es que se produce un alineamiento parcial en la dirección del campo y por ello una susceptibilidad positiva pero de pequeño valor. El efecto de un aumento de temperatura es incrementar el efecto de aleatoriedad y por ello decrecer la susceptibilidad.!!

Consideremos ahora algunos aspectos cuantitativos de la teoría, no por que sean de importancia práctica las propiedades magnéticas del paramagnetismo, sino porque de la teoría del paramagnetismo se pasa de forma natural a la teoría del ferro y ferrimagnetismo.

Tomemos una unidad de volumen de material con N átomos en su interior y cada uno con un momento μ . Representemos la dirección de cada momento por un vector y de forma ideal, dibujemos todos estos vectores con un mismo origen y que este origen sea el centro de una esfera de radio unidad. Tratemus de encontrar ahora el número dn de momentos inclinados un ángulo entre

ϑ y $\vartheta + d\vartheta$ con respecto al campo H. En ausencia de campo, el número de vectores μ que pasan a través de la unidad de área de la superficie de la esfera es el mismo en cada punto de la misma, y así dn es proporcional, simplemente, al área dA , que en la Fig. 8.2, viene dada por

$$2 \pi \sin \vartheta d\vartheta$$

para una esfera de radio unidad. Pero cuando se aplica un campo, los vectores μ giran en la dirección de éste. Cada momento atómico tiene entonces una cierta energía potencial E_p en el campo dada, según vimos en 8.1.1. por

$$E_p = - \mu B \cos \vartheta \quad (8.36)$$

En estado de equilibrio térmico a la temperatura T, la probabilidad de que un átomo tenga una energía E_p es proporcional al factor de Boltzmann $\exp(-E_p/KT)$ donde K es la constante de Boltzmann. El número de momentos entre ϑ y $\vartheta + d\vartheta$ será, ahora, proporcional a dA multiplicando por el factor de Boltzmann,

$$dn = K dA e^{-E_p/KT} = 2 \pi K e^{(\mu B \cos \vartheta)/KT} \sin \vartheta d\vartheta \quad (8.37)$$

donde K es un factor de proporcionalidad determinada del hecho de que

$$\int_0^\pi dn = N \quad (8.38)$$

por brevedad, pongamos $a = \mu B/KT$. Tenemos entonces:

$$2 \pi K \int_0^\pi e^{a \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta = N \quad (8.39)$$

El momento magnético total en la dirección del campo adquirido por la unidad de volumen bajo estudio, esto es, la magnetización M, viene dado multiplicando el número dn por la contribución $\mu \cos \vartheta$ de cada átomo e integrando para el número total de átomos presentes:

$$M = \int_0^\pi \mu \cos \vartheta dn \quad (8.40)$$

de donde, con las anteriores, se obtiene

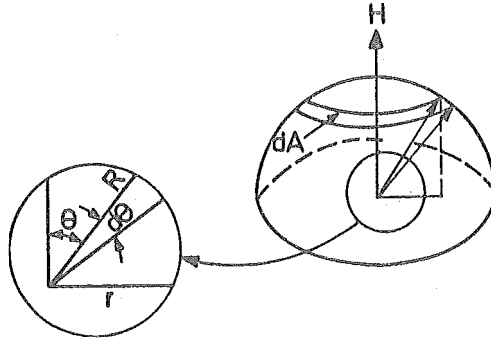


Fig. 8.2.

$$M = 2 \pi K \mu \int_0^\pi e^{a \cos \vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta d \vartheta = \frac{N \mu \int_0^\pi e^{a \cos \vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta d \vartheta}{\int_0^\pi e^{a \cos \vartheta} \sin \vartheta d \vartheta} \quad (8.41)$$

Para evaluar estas integrales pongamos $x = \cos \vartheta$, con lo que:

$$M = \frac{N \mu \int_{-1}^{-1} x e^{ax} dx}{\int_{-1}^{-1} e^{ax} dx} = N \mu \left[\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} \right] - \frac{N \mu}{a} = N \mu \left[\coth a - \frac{1}{a} \right] \quad (8.42)$$

$N \mu$ es el momento máximo posible que puede tener el material. Corresponde a una perfecta alineación de todos los momentos atómicos paralelamente al campo. Esto corresponde a un estado de saturación completa. Llamando M_0 a esta cantidad, queda

$$\frac{M}{M_0} = \left[\coth a - \frac{1}{a} \right] \quad (8.43)$$

La función de la derecha se denomina función de Langevin, y se designa abreviadamente por $L(a)$. Expresada en forma de serie para pequeños valores de a es:

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \frac{2a^5}{945} \quad (8.44)$$

Su representación es la de la Fig. 8.3. Para grandes valores de a , tiende a 1 y para pequeños, tiene pendiente de $1/3$. Cuando a es pequeño (menor de 0,5), $L(a)$ es prácticamente una línea recta.

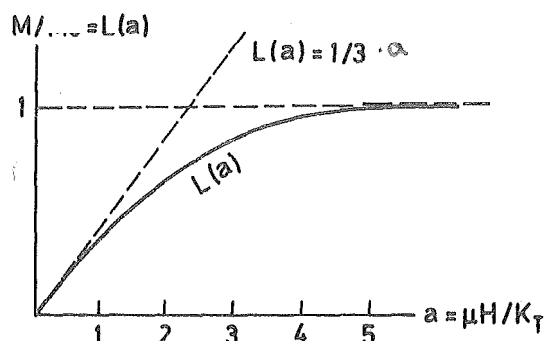


Fig. 8.3.

La teoría de Langevin conduce así a dos conclusiones:

1. Ocurrirá saturación si a ($= \mu H/KT$) es suficientemente grande. Esto es lógico físicamente ya que altos H o pequeñas temperaturas, o ambos, originarán que se sobrepasen los efectos de desorden de la agitación térmica.
2. Para pequeños a , la magnetización M varía linealmente con H . Esto es lo que se observa en condiciones normales.

La teoría de Langevin conduce también a la Ley de Curie. Para pequeños valores de a , $L(a) = a/3$ y así:

$$M = \frac{N\mu a}{3} = \frac{N\mu^2 B}{3KT} \longrightarrow \chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T} \quad (8.45)$$

donde $C = \mu_0 \frac{N\mu^2}{3K}$ es la constante de Curie y μ_0 la permeabilidad del vacío.

La teoría de Langevin del paramagnetismo, que conduce a la ley de Curie, se basa en la suposición de que los portadores individuales de momentos magnéticos no interaccionan unos con otros y solo están afectadas por el campo externo y la agitación térmica. Muchos paramétricos no siguen en cambio esta ley sino que obedecen una Ley más general: la de Curie-Weiss. Esta es

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}$$

El valor de θ es muy pequeño, del orden de 10°K ó menos aún. Para explicar lo, Weiss postuló en 1.907 que el comportamiento podría entenderse si se supo

nía que los momentos elementales interaccionaban unos con otros. Sugirió que esta interacción podría expresarse en términos de un campo interno ficticio que denominó "campo molecular" H_m y que actuaría en adición al aplicado H . Este campo se pensó podría ser causado por la magnetización del material que rodea cada punto. Weiss tomó la intensidad del campo molecular como directamente proporcional a la magnetización

$$H_m = \gamma M \quad (8.46)$$

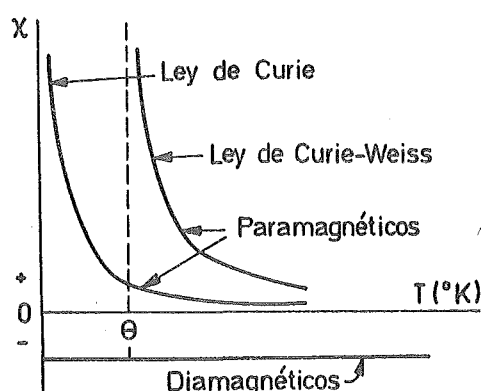


Fig. 8.4.

donde γ es la constante del campo molecular. Así, el campo total actuante sobre el material sería

$$H_t = H + H_m \quad (8.47)$$

Si en la ley de Curie reemplazamos H por H_t queda

$$\frac{M}{H + \gamma M} = \frac{C}{T} \longrightarrow M = \frac{C H}{T - C \gamma} \quad (8.48)$$

con lo que

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - C \gamma} = \frac{C}{T - \theta} \quad (8.49)$$

Por ello, θ es una medida de la intensidad de la interacción ya que es proporcional a γ . En las sustancias donde se cumple la ley de Curie será $\gamma = \theta = 0$ como es inmediato.

La Fig. 8.4 muestra cómo varía χ con la temperatura en los dia- y paramagnéticos. Si representamos $1/\chi$ en función de T , para un paramagnético,

resultaría una línea recta, que pasaría por el origen (ley de Curie) o que cortaría al eje para $T = \vartheta$ (comportamiento de Curie Weiss). Las rectas de dos paramagnéticas son las de la Fig. 8.5.

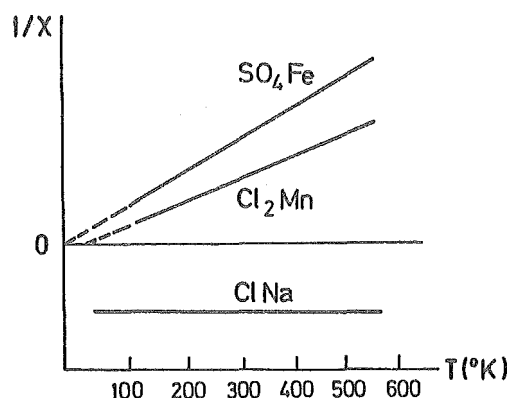


Fig. 8.5.

Un valor positivo de ϑ , como el indicado en la Fig. 8.5, indica que el campo molecular "colabora" en cierta forma con el campo aplicado tendiendo por ello a situar los momentos magnéticos paralelos entre sí y con la dirección del campo aplicado. Debido a ello, si el resto de los parámetros se mantuviesen constantes, la susceptibilidad que aparecería con campo molecular sería superior a la que se presentaría sin él.

Es importante hacer constar que el campo molecular no es en forma alguna un campo real; es, con más propiedad, una fuerza que tiende a alinear los momentos magnéticos y cuya magnitud depende de la alineación neta obtenida hasta entonces, ya que el campo molecular es proporcional a la magnetización. Una más amplia discusión del campo molecular será presentada en el capítulo siguiente.

8.2.6. - SUSTANCIAS PARAMAGNETICAS. -

Como ya hemos dicho anteriormente, estas sustancias han de estar compuestas por átomos o iones con un cierto momento magnético diferente de cero, debido a la no cancelación de las componentes orbitales y de espín. Así, las órbitas incompletas externas, tales como las de metales como el sodio o el cobre, conducen a un cierto paramagnetismo, pero bastante complejo y que será analizado más adelante. En cambio, las órbitas incompletas internas, tales co-

mo las de los iones de los metales de transición y de las tierras raras, pueden tener un momento neto muy intenso con lo que los compuestos de estos elementos son paramagnéticos fuertes.

8.2.6.1. - SALES DE LOS ELEMENTOS DE TRANSICION. -

Son estos los que presentan un comportamiento más sencillo. Los únicos iones magnéticos de tales compuestos son los de los metales de transición, siendo el momento magnético en ellos debido casi exclusivamente al espín, mientras que los de las órbitas son cancelados entre sí. Estas sales obedecen por lo general a una ley de Curie, o a una de Curie-Weiss con un valor de θ muy pequeño, como el mostrado en la Fig. 8.5.

Ejemplos de estos compuestos son los cloruros, sulfatos y carbonatos de Cr, Mn, Fe y Co.

8.2.6.2. - SALES Y OXIDOS DE TIERRAS RARAS. -

Estos compuestos son fuertemente paramagnéticos. En ellos, las medidas muestran que el movimiento orbital es la contribución más efectiva al momento observado. Ello se debe a que los electrones en la órbita incompleta, responsables del momento magnético (la órbita 4f), se encuentran tan cercanos al núcleo, que las órbitas electrónicas externas les apantallan contra el campo cristalino de los otros iones, por lo que los momentos orbitales de cada átomo permanecen sin cancelarse.

8.2.6.3. - TIERRAS RARAS PURAS. -

Son fuertemente paramagnéticas. Los momentos magnéticos de los iones son tan intensos que aparece una considerable interacción entre iones adyacentes haciendo que sigan una ley de Curie-Weiss para valores de θ no tan bajos como en el caso anterior. Algunas de estas tierras raras pueden, incluso, pasar a ser ferromagnéticas a bajas temperaturas. Su comportamiento es, para esas temperaturas, tan suficientemente complejo como para que no sigamos su estudio aquí.

8.2.6.4. - METALES. -

El comportamiento magnético de los metales es complejo. Algunos son ferromagnéticos a temperatura ambiente (Fe, Co y Ni), uno es antiferromagnético (Cr) y el resto son dia- ó paramagnéticos. Nos ocuparemos de estos sola-

mente.

La susceptibilidad de los metales dia- y paramagnéticos está compuesta por tres factores:

1.- Diamagnetismo de los electrones internos. Un metal está compuesto de iones positivos y electrones libres. Estos iones están compuestos usualmente de órbitas completas que dan lugar a un término diamagnético en la susceptibilidad, de igual forma que ocurre en cualquier sustancia.

2.- Diamagnetismo de los electrones de conducción. Cuando se aplica un campo magnético, los electrones de conducción deberán moverse según trayectorias curvilíneas. El resultado es un efecto diamagnético adicional, de igual forma que el movimiento de los electrones en una órbita da lugar a una reacción diamagnética cuando se aplica el campo.

3.- Paramagnetismo de los electrones de conducción, llamado también paramagnetismo de Pauli o paramagnetismo débil de espín. Los electrones de conducción, presentes en número de uno o más de uno por átomo, según la valencia, tienen cada uno un momento magnético de espín de valor un magnetón de Bohr. Podría esperarse que de ellos aparecería una contribución paramagnética apreciable. Esto no sucede, sin embargo, debido a que los electrones de conducción de un metal ocupan unos niveles de energía tales que un campo externo solo es capaz de reorientar los espines de una fracción muy pequeña del número total. Este tipo de paramagnetismo, bastante complejo, es muy débil y apenas varía con la temperatura.

La suma de estos tres efectos, los tres muy pequeños, conduce a la susceptibilidad que se puede apreciar externamente. Si los dos primeros son más intensos, el metal es diamagnético; este es el caso del cobre. Si predomina el tercero será paramagnético, normalmente muy débil; así ocurre con el aluminio y el manganeso. Por lo general, no siguen la ley de Curie o la de Curie-Weiss.

8.2.6.5.- COMPUESTOS.-

Cuando se forma una solución sólida entre metales diamagnéticos y paramagnéticos, o entre un cuerpo dia- y otro paramagnético, la variación de la susceptibilidad con la temperatura es, en general, imprevisible. Un efecto, sin embargo, es claro, Si un para y un diamagnético van formando una serie continua de soluciones sólidas, la susceptibilidad debe pasar por cero en algún punto intermedio. Una sustancia así formada será totalmente inmune a la aplicación -

de un campo constituyéndose así una excepción al postulado con el que empezamos este capítulo de que todos los materiales presentaban algún tipo de magnetismo. Sin embargo, este valor cero para la susceptibilidad solo se mantendrá a una cierta temperatura, debido a que la del paramagnetismo variará, en general, con ella. Un ejemplo de tal caso es el del sistema Cu-Ni. El diagrama de fases es el representado en la Fig. 8.6(a), donde la línea de trazos indica las temperaturas de Curie de las aleaciones ferromagnéticas del Ni. Por debajo de un 65% de Ni, las aleaciones pasan a ser paramagnéticas a temperatura ambiente. La Fig. 8.6(b) muestra la susceptibilidad, a temperatura ambiente, de las aleaciones enriquecidas en Cu. Pasa por cero para un 3,7% de Ni. Por debajo de la temperatura ambiente, esta última aleación pasa a ser ligeramente diamagnética, pero a cualquier temperatura entre la ambiente y 2°K , su susceptibilidad es menor que una décima de la del cobre puro. Es por ello un material idóneo para soportes y otras partes de equipos diseñados para medidas magnéticas de precisión, que deberían tener una χ tan próxima a cero como sea posible.

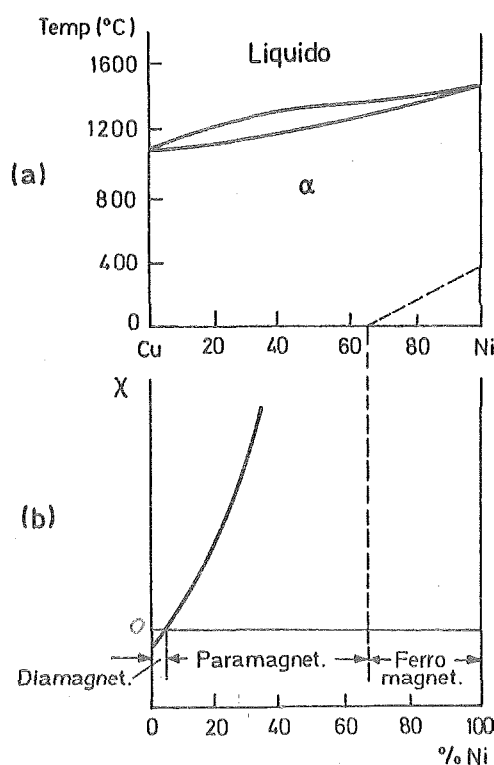


Fig. 8.6.

9. FERRO, ANTIFERRO Y FERRIMAGNETISMO

Vamos a estudiar en este capítulo algunos materiales en los cuales, el efecto neto de los momentos magnéticos en el material es mucho mayor que en el caso del diamagnetismo o del paramagnetismo. Estos fenómenos serán los que conoceremos con los nombres de ferro, antiferro y ferrimagnetismo. En los materiales para y diamagnéticos los momentos magnéticos inducidos eran, según vimos, tan débiles que, en general, no debían merecer atención en cuanto a su influencia al exterior. En los presentes, en cambio, los momentos magnéticos inducidos por campos externos pueden llegar a ser tan intensos que podrían influir sobre el campo que los creó. Este último problema no será el que estudiaremos aquí, limitándonos exclusivamente a tratar de descubrir de dónde procede un efecto tan señalado.

9.1.- FERROMAGNETISMO: INTRODUCCION.-

Las curvas de magnetización del hierro, del cobalto y del níquel son las mostradas en la Fig. 9.1. Estas curvas son parcialmente hipotéticas. Los valores experimentales de la magnetización de saturación M_s vienen dadas para cada metal, pero no se dan valores del campo en abscisas. Esto se hace para recalcar el hecho de que la forma de la curva entre $M = 0$ y $M = M_s$ y la intensidad del campo para el que esta saturación se consigue son dependientes de la estructura, mientras que M_s no lo es. Los problemas que se presentan en la curva de magnetización de un ferromagnético se pueden dividir en dos: (1) la magnitud del valor de la saturación y (2) la forma en que se llega a él a partir del estado sin magnetizar. Consideremos aquí el primero.

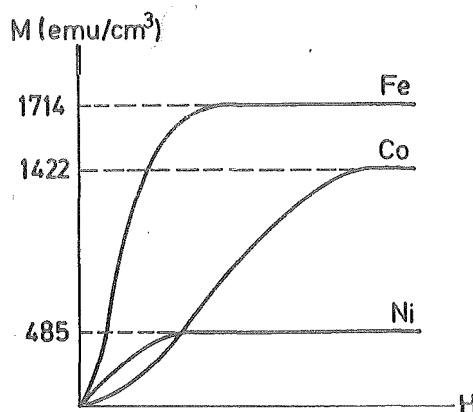


Fig. 9.1.

Un cristal simple de hierro puro, orientado adecuadamente, puede llevarse casi a la saturación con un campo de alrededor de 50 Oe. Cada centímetro cúbico tiene entonces un momento magnético de alrededor de 1.700 emu/cm^3 . Para el mismo valor del campo, un paramagnético típico tendría una magnetización de unos 10^{-3} emu/cm^3 . El ferromagnetismo es así un efecto que es, al menos, un millón de veces más intenso que cualquier otro considerado antes.

No se hizo ningún progreso en el conocimiento del porqué del ferromagnetismo hasta que Weiss hizo la hipótesis del campo molecular. Hemos visto que esta hipótesis condujo a la ley de Curie-Weiss, $\chi = C/(T - \vartheta)$ que algunos paramagnéticos obedecen. Vimos que ϑ se relacionaba con el campo molecular H_m ya que $\vartheta = \gamma C$ y $H_m = \gamma M$. Si ϑ es positivo, H_m y M tienen la misma

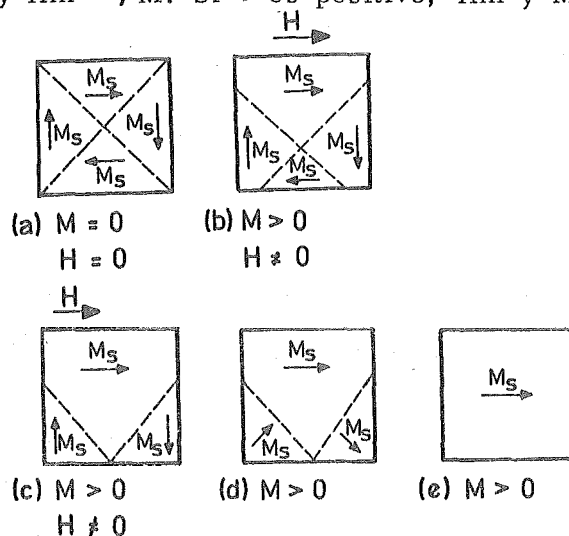


Fig. 9.2.

dirección con lo que el campo molecular ayuda al campo externo en magnetizar la sustancia.

Por encima de una cierta temperatura crítica, o temperatura de Curie T_c , los ferromagnéticos pasan a ser paramagnéticos y sus susceptibilidades siguen la ley de Curie-Weiss con un valor de ϑ muy próximo a T_c . El valor de ϑ es así muy elevado y positivo (superior a 1.000°K) con lo que también lo será el coeficiente del campo molecular. Este hecho llevó a Weiss a suponer que el campo molecular en los ferromagnéticos actuaba por debajo de su temperatura de Curie al igual que lo hacía por encima, y que este campo era tan intenso que podría magnetizar la sustancia magnética aún en ausencia de campo externo. La sustancia es entonces auto-saturante o "espontáneamente magnetizada".

Pero antes de que veamos por qué ocurre esto, hay que hacer notar que la teoría hasta aquí parece incompleta. Porque, por ejemplo, el hierro, que debería ser auto-saturante, es mucho más fácil encontrarle en estado sin magnetizar que magnetizado.

Weiss respondió a esta pregunta haciendo una segunda suposición: un ferromagnético en estado sin magnetizar está dividido en un cierto número de pequeñas regiones denominadas dominios, cada uno de los cuales está magnetizado espontáneamente en su valor de saturación M_s , pero con sus direcciones de magnetización apuntando de tal forma que el cuerpo, como un todo, no tiene magnetización neta. El proceso de magnetización es entonces el de convertir al cuerpo de un estado de muchos dominios en uno que sea de un único dominio magnetizado en la misma dirección del campo aplicado. El proceso queda ilustrado en la Fig. 9.2. La línea cerrada en (a) rodea una porción de un cristal en que aparecen cuatro dominios; la separación entre ellos es la denominación pared del dominio o pared de Bloch. Cada uno de estos dominios se encuentra magnetizado espontáneamente en direcciones opuestas de forma que la magnetización total es cero. En (b) se aplica un campo H dando lugar a que el dominio superior crezca a expensas del inferior por un movimiento hacia abajo de las paredes de los dominios hasta (c) en que las paredes se han movido hasta eliminar por completo al inferior. Finalmente, para valores del campo más elevados, el material pasa a estar completamente saturado por rotación de la magnetización de los dominios laterales (d) hasta quedar alineados con el campo aplicado (e). Durante el proceso no ha habido cambio en la magnitud de la magnetización de cualquier región.

La teoría de Weiss contiene así dos postulados esenciales: (1) magnetización espontánea y (2) división en dominios. Investigaciones posteriores han mostrado que estos postulados son reales, pudiendo verse de forma experimental los dominios que la teoría predice y su movimiento con un campo aplicado. Indicaremos así, por ejemplo, que las dimensiones de estos dominios están entre 10^{-2} y 10^{-6} cm³. y que las paredes de Bloch pueden abarcar desde unas decenas hasta algunas centenas de separación atómicas.

9.2. - TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR. -

Consideremos una sustancia en la que cada átomo tiene un momento magnético neto. Supongamos que la magnetización de esta sustancia crece con

el campo, a temperatura constante, de acuerdo con la curva 1 de la Fig. 9.3. como si fuera paramagnética. Supongamos también que el único campo que actúa sobre el material sea el campo molecular H_m proporcional a la magnetización

$$H_m = \gamma M \quad (9.1)$$

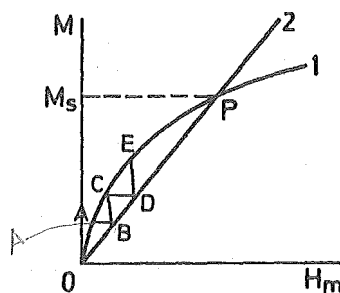


Fig. 9.3.

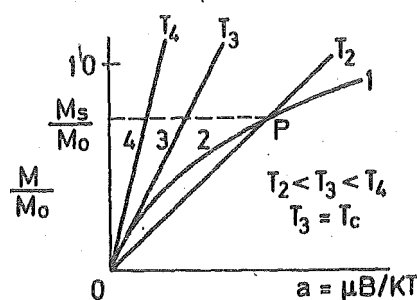


Fig. 9.4.

La línea 2 en la Fig. 9.3. es una representación de esta ecuación, y tiene una pendiente de $1/\gamma$. La magnetización que producirá el campo molecular en el material viene dado por la intersección de dos curvas. De hecho hay dos intersecciones, una en el origen y otra en el punto P. Sin embargo, el del origen representa un estado inestable ya que si M es cero, el campo más pequeño aplicado, el terrestre por ejemplo, actuará de forma que el material pase a

un punto de magnetización tal como el A. Pero si $M = A$, la línea 2 entonces dice que H_B es B. Pero un campo de esta intensidad producirá una magnetización de valor C. Así M iría a través de la serie de valores 0, A, C, E, ... y llegaría a P. Sabemos entonces que P es un punto de estabilidad, ya que el mismo argumento podría aplicarse para una magnetización superior a la de P y daría que espontáneamente iría también a P, en ausencia de un campo aplicado. La sustancia ha quedado así espontáneamente magnetizada al nivel P que es valor de M_s para la temperatura en cuestión. Es, resumiendo, ferromagnética. Podemos considerar entonces a un ferromagnético como una sustancia paramagnética con un alto campo molecular.

Veamos ahora cómo este comportamiento queda afectado con variaciones de la temperatura, esto es, como varía M_s con la temperatura y a partir de cual pasará a ser paramagnético. La respuesta puede encontrarse dibujando la Fig. 9.3 con variable a en lugar de H_m , donde $a = \mu B / KT$ y esto es lo que aparece en la Fig. 9.1. De acuerdo con Weiss supongamos que la magnetización relativa viene dada por la función de Langevin

$$\frac{M}{M_0} = L(a) = \coth(a) - \frac{1}{a} \quad (9.2)$$

Cuando el campo aplicado es cero, tenemos

$$\frac{a}{\mu_0} = \frac{\mu H_m}{KT} = \frac{\mu \gamma M}{KT} = \frac{\mu \gamma M M_0}{KT M_0} \quad (9.3)$$

$$\frac{M}{M_0} = \left[\frac{KT}{\mu \gamma M_0} \right] \frac{a}{\mu_0} \quad (9.4)$$

M/M_0 es por ello una función lineal de a con una pendiente proporcional a la temperatura absoluta. En la Fig. 9.4, la curva 1 es la curva de Langevin y la línea 2 es una representación de la última ecuación para una temperatura T_2 . Su intersección en P da la magnetización fraccional espontánea M_s/M_0 conseguida para dicha temperatura. Un incremento en la temperatura T_2 tiene el efecto de rotar la línea 2 levógiramente. Esta rotación hace que P, y la correspondiente magnetización, desciendan a puntos cada vez abajo de la curva de Langevin. La magnetización espontánea desaparece cuando la línea sea tangente a esta curva en el origen, para una temperatura T_3 (línea 3). T_3 es por ello igual a la

temperatura de Curie T_c . Cualquier temperatura superior como la T_4 hará que la sustancia sea paramagnética ya que no se encontrará espontáneamente magnetizada.

La temperatura de Curie puede evaluarse del hecho de que la pendiente de la línea 3 es la misma de la curva de Langevin en el origen, esto es, $1/3$. Con ello

$$\frac{KT_c}{\mu \gamma Mo} = \frac{1}{3} \quad T_c = \frac{\mu \gamma Mo}{3K} \quad (9.5)$$

Por ello, la pendiente de la recta que representa el campo molecular es, para temperatura, cualquiera,

$$\frac{KT}{\mu \gamma Mo} = \frac{T}{3T_c} \quad (9.6)$$

Pero la pendiente de esta línea determinará el punto de intersección P con la curva de Langevin y de él el valor M_s/Mo . Por ello M_s/Mo está determinado únicamente por la razón T/T_c . Esto significa que todos los materiales ferromagnéticos, que poseen de forma natural diferentes valores de Mo y T_c , tienen el mismo valor de M_s/Mo para cualquier valor particular de T/T_c . Esta es la denominada ley de correspondencia de estados.

Esta ley aunque muy aproximada, no se puede decir que sea del todo correcta. Ello es debido a que cuando se llegó a la ley de Langevin dada por la ec. (8.43), se consideró que N era el número de átomos por unidad de volumen y en función de ello se hizo $N\mu = Mo$. Pero N cambia con la temperatura debido a la dilatación térmica. Por ello, los valores de M/Mo para diferentes temperaturas no son estrictamente comparables, debido a que se refieren a un número diferente de átomos. Por ello, cuando se trabaja con la magnetización en función de la temperatura, la unidad más natural es la magnetización específica introducida en 8.1.2, esto es, al momento magnético por unidad de masa. Ello es debido a que entonces no hay necesidad de conocer la densidad en función de la temperatura. Si es, entonces, N_g el número de átomos por unidad de masa y $\bar{\mu}$ la componente media del momento magnético en la dirección del campo, podrá escribirse la ec. 8.43 como

$$\frac{N_g \bar{\mu}}{N_g \mu} = \frac{\sigma}{\sigma_0} = \coth a - \frac{1}{a} \quad (9.7)$$

Si definimos ahora, para un material ferromagnético, σ_s y σ_0 como las magnetizaciones de saturación para $T^\circ K$ y $0^\circ K$, respectivamente, un planteamiento exacto de la ley de correspondencia de estados es que todos los materiales tienen el mismo valor de σ_s/σ_0 para el mismo valor de T/T_c . La relación entre los valores de σ y M es

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_0} = \frac{M_s/q_s}{M_0/q_0} = \frac{M_s q_0}{M_0 q_s} \quad (9.8)$$

donde q_s y q_0 son las densidades a $T^\circ K$ y $0^\circ K$ respectivamente.

Un cambio de M a σ lleva también consigo un cambio en la constante del campo molecular γ :

$$H_m = \gamma M = \gamma q (M/q) = (\gamma q) \sigma \quad (9.9)$$

con lo que (γq) es ahora la constante del campo molecular. Con ello las ecuaciones (9.5) y (9.6) pasan a ser

$$T_c = \frac{\mu \gamma q \sigma_0}{3K} \quad (9.10)$$

y

$$\frac{KT}{\mu \gamma q \sigma_0} = \frac{T}{3T_c} \quad (9.11)$$

Igualmente de la ec. 9.4 pasa a ser

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[\frac{KT}{\mu \gamma q \sigma_0} \right] \frac{a}{\mu_0} = \left(\frac{T}{3T_c} \right) \frac{a}{\mu_0} \quad (9.12)$$

cuando la magnetización se expresa en términos de σ .

Los datos experimentales de la variación de la magnetización de saturación σ_s del Fe, Co y Ni con la temperatura son los mostrados en la Fig. 9.5. Los valores de T_c para estos tres elementos son: $T_c = 770^\circ C$ para el hierro, $= 1131^\circ C$ para el Co y $358^\circ C$ para el Ni. Las tres curvas poseen formas similares y, cuando se dibujan los datos experimentales en curvas de la forma σ_s/σ_0 en función de T/T_c , como en la Fig. 9.6, los puntos obtenidos vienen a dar una única curva, aproximadamente, para los tres. Ello viene a decir que la predicción de Weiss de la ley de correspondencia de estados se verifica de forma exacta

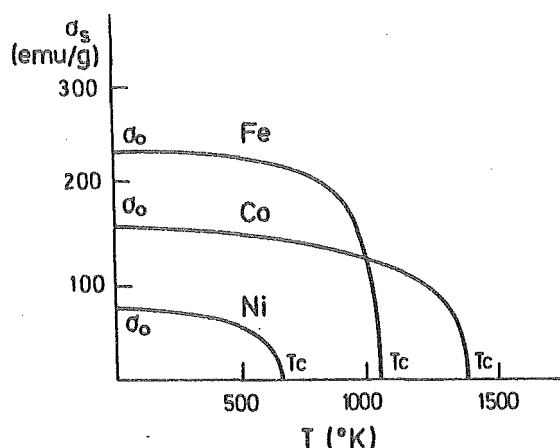


Fig. 9.5.

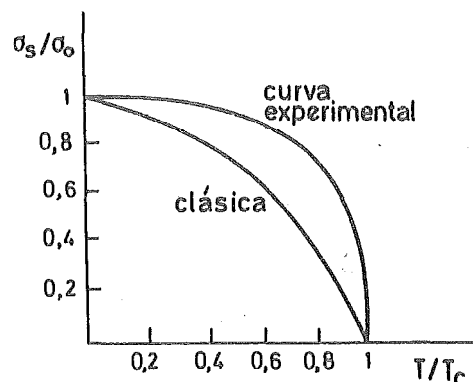


Fig. 9.6.

ta. No ocurre lo mismo para la forma de esta última curva según la predice la teoría de Weiss-Langevin. Podemos verlo encontrando gráficamente los puntos de intersección de la curva de la ec. (9.7) y las líneas de la ec. (9.12) para diversos valores de T/T_c . El resultado es la curva designada como "clásica" en la Fig. 9.6. Este desacuerdo no es sorprendente si se tiene en cuenta lo sencillo de los postulados de los que partió Weiss y lo complejo que es en realidad el proceso.

No veremos aquí un posterior refinamiento de la teoría de Weiss ya que para ello necesitamos introducir la función mecánico-cuántica de Brillouin. Como los resultados fundamentales son los mismos no creemos que por el momento, sea necesario ninguna mayor elaboración de la teoría presentada.

En la Fig. 9.7 se resumen los principales resultados de la teoría molecular. La temperatura ϑ al que la susceptibilidad pasa a valer infinito, y consecuentemente $1/\chi \rightarrow \text{cero}$, es la misma T_c a la que comienza a aparecer la magnetización espontánea. De hecho, como ya se ha indicado antes, esto no es completamente cierto. Dos casos que se apartan de la teoría son los que muestra la Fig. 9.8.

1.- La curva $1/\chi$ en función de T es una recta a altas temperaturas pero pasa a ser cóncava cerca del punto de Curie. La extrapolación de la parte recta corta al eje de temperaturas en un punto ϑ_p denominado punto paramagnético de Curie. Este ϑ_p es el ϑ de la ley de Curie-Weiss.

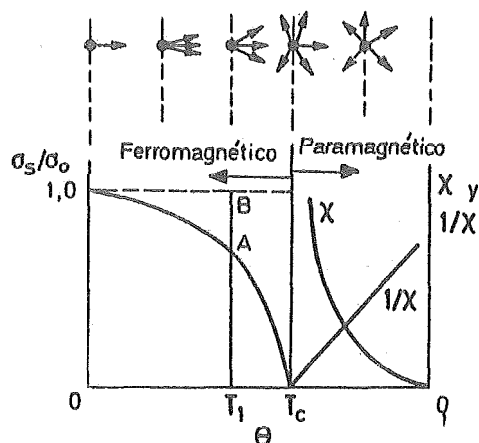


Fig. 9.7.

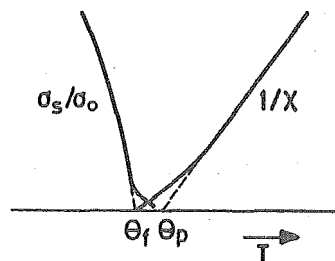


Fig. 9.8.

2.- La curva de la magnetización espontánea σ_s/σ_0 en función de T no corta al eje de abscisas según un ángulo próximo a 90° sino que se curva para formar una especie de cola. La temperatura ϑ_f definida por la extrapolación de la parte principal de la curva se denomina punto ferromagnético de Curie.

Lo usual es designar al punto de Curie como T_c (o ϑ) excepto cuando se está estudiando lo que ocurre en las proximidades del mismo en cuyo caso ya es necesario considerar a los dos puntos de Curie, ϑ_f y ϑ_p . La diferencia entre éstos está entre 10 y 30°K . Este comportamiento muestra que el paso del estado ferromagnético al paramagnético no es brusco sino gradual. Esto se debe, según parece, a una cierta interacción de corto alcance entre grupos de átomos que hace perdurar los efectos de cada región de temperatura un poco en el interior de la otra. No entraremos en los detalles que se saldrían de nuestros límites.

9.3.- ALEACIONES FERROMAGNETICAS.-

El ferromagnetismo se encuentra en aleaciones binarias y ternarias de Fe, Co y Ni entre sí, en aleaciones de Fe, Co y Ni con otros elementos y en aleaciones que no contienen ningún elemento ferromagnético. El ferromagnetismo de las aleaciones es por ello un tema muy amplio, por lo que aquí solo se verán los puntos más importantes.

Antes de comenzar podemos hacer algunas precisiones. Para las aleaciones binarias estas son:

1.- Cuando dos elementos se mezclan en solución sólida, la variación de la magnetización de saturación σ_s y de la temperatura de Curie T_c con la composición es, en general, imposible de predecir.

2.- Cuando una aleación está compuesta por dos fases un cambio en la composición total cambia solamente las cantidades relativas de cada una de las dos fases, pero la composición de cada fase permanece constante. Por ello, si una fase es ferromagnética, la σ_s de la aleación variará linealmente con el tan to por ciento en peso del elemento añadido en la aleación pero, en cambio, T_c permanecerá constante.

Esto es lo que queda reflejado en la Fig. 9.9. En ella se ha supuesto que el elemento ferromagnético es el A, mientras que el B, al igual que solución sólida β rica en B, es paramagnética. Cuando se añade B a A para formar la

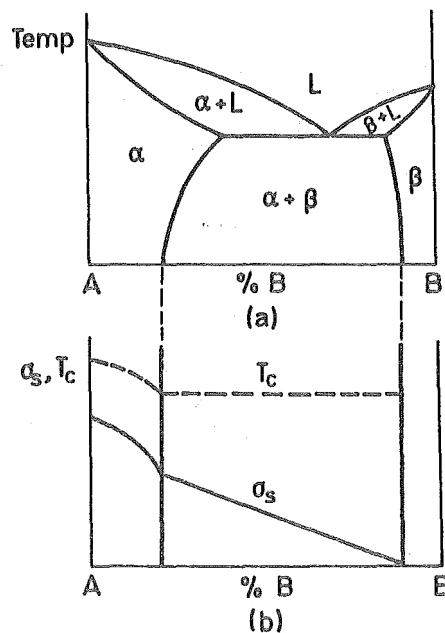


Fig. 9.9.

solución sólida α , tanto σ_s como T_s se espera que decrezcan, pero la forma de esta variación con la concentración es desconocida. En la región de dos fases ($\alpha+\beta$), la fase α está saturada por lo que no cambia su composición, pero la cantidad de σ decrece según se añade B. Esto hace que σ_s decrezca linealmente hasta hacerse cero en el borde de la región de dos fases. T_c permanece constante. Un ejemplo de comportamiento de este tipo es el de la aleación hie-

ro-cobalto.

Cuando se disuelve un elemento que no sea de transición (tal como Cu, Zn, Al, Si, etc.) se disuelve en Fe, Co ó Ni, la magnetización decrece pero con una velocidad que no es la misma para todos los solutos:

1. - Aleaciones con base de Ni. En ellas la magnetización decrece con una velocidad que es proporcional a la valencia del soluto. Por ello, se requeriría un 60% de Cu (valencia 1) para reducir la magnetización a cero, pero en cambio solo un 30% de Zn (valencia 2). Los átomos del soluto parece que contribuyen con todos sus electrones de valencia a la banda 3d de la aleación; cuanto mayor sea la valencia más rápidamente se llenará la banda por lo que más rápidamente decrecería la magnetización.

2. - Aleaciones ricas en Fe ó Co. En este caso, la disminución de la magnetización, al menos inicialmente, es la misma sea cual sea el átomo añadido. Los átomos del soluto parece que actúan simplemente disolviéndose en la base de Fe ó Co; ocupando lugares antes ocupados por átomos de éstos últimos, con lo que la magnetización decrece gradualmente.

Los problemas más complejos se presentan cuando se intenta predecir lo que va a pasar con las aleaciones binarias de Fe, Co ó Ni con alguno de los metales de transición, situados inmediatamente debajo de ellos en la Tabla Periódica (Ru, Rh, Pd, Os, Ir y Pt). La magnetización decrece, usualmente, según se agrega alguno de los últimos, pero la velocidad de variación puede ser mayor que, igual a, o menor que la correspondiente a una disolución simple. En algunas aleaciones, incluso, la magnetización puede crecer al principio para decrecer posteriormente.

A bajas temperaturas, cantidades sorprendentemente pequeñas de Fe, Co ó Ni, cuando se alean con elementos tales como Pt ó Pd pueden hacer a la aleación ferromagnética. Así, se ha podido observar ferromagnetismo en Pd que contenía solamente un 10% de Fe, a temperaturas por debajo de los 260°K. Y el ferromagnetismo persiste aún cuando el contenido de Fe sea tan bajo como 0,15%, aunque la temperatura de Curie es entonces de alrededor de 3°K.

Todos los puntos anteriores para aleaciones se pueden aplicar a soluciones sólidas desordenadas, esto es, aquellas en las que los componentes A y B tienen a sus átomos ocupando las posiciones disponibles de la malla cristalina de una forma aleatoria. En una gran cantidad de aleaciones, este estado desordenado es estable solamente a temperaturas relativamente altas; por debajo de

una cierta temperatura crítica, aparece una cierta ordenación de largo alcance, los átomos A pasan entonces a ocupar un conjunto particular de posiciones de la malla y los B otro. Esta ordenación puede llegar a influir sobre las propiedades magnéticas de forma drástica.

Por otra parte, las aleaciones binarias entre un metal de transición y una tierra rara pueden ser también ferromagnéticas. Por ejemplo, las aleaciones con una composición de la forma RCo_5 , donde $R = \text{Y, Ce, Pr, Nd o Sm}$ - son ferromagnéticas y algunas pueden constituir imanes permanentes realmente de calidad.

Finalmente, pasemos a considerar el caso de ferromagnetismo en aleaciones compuestas por elementos no ferromagnéticos. La mayor parte de ellas contienen manganeso o cromo. Algunas, como las aleaciones de Heusler Cu_2MnSn y Cu_2MnAl , son conocidas desde 1.898. Son paramagnéticas cuando se encuentran en estado desordenado y ferromagnéticas cuando ordenado. Otras aleaciones de este tipo son: Mn Bi , Mn Al , $\text{Ag}_5\text{Mn Al}$, $\text{Mn}_3\text{Zn C}$, Au_4Mn , Mn Sb , Mn Cr Sb y Pt_3Mn .

El ferromagnetismo es muy extraño en compuestos iónicos y mucho más en óxidos. De este último tipo solo se conocen dos compuestos: CrO_2 y EuO .

9.4. - ANTIFERROMAGNETISMO: INTRODUCCION. -

Las sustancias antiferromagnéticas tienen susceptibilidades positivas de pequeño valor para todas las temperaturas pero con una variación con éstas muy peculiar. A primera vista pueden parecer paramagnéticas anómalas pero de cerca se llega a ver que su "estructura" magnética es tan completamente diferente que merecen una clasificación especial. La teoría del antiferromagnetismo fue desarrollada sobre todo por Néel a partir de 1.932 recibiendo por ello el premio Nobel en 1.970.

La forma con que la susceptibilidad de un antiferromagnético varía con la temperatura es la mostrada en la Fig. 9.10. Según decrece la temperatura, χ va incrementando su valor pasando por un máximo a una temperatura crítica T_N , llamada temperatura de Néel para, finalmente, descender. La sustancia es paramagnética por encima de T_N y antiferromagnética por debajo T_N está, por lo general, bastante por debajo de la temperatura ambiente (por ejm. para el FeO es $T_N = 198^\circ\text{K}$) por lo que todos los experimentos habría que llevarlos a temperaturas realmente bajas. Su interés científico es elevado pero por el mo-

mento sus propiedades tiene escaso valor comercial. Los veremos aquí por ser

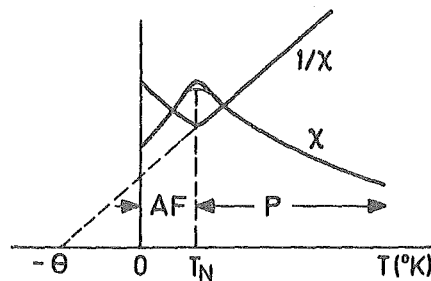


Fig. 9.10.

un buen punto de partida para el estudio de los ferrimagnéticos, que éstos ya si son de una gran importancia industrial.

Igual que en el caso de los ferromagnéticos, la clave del comportamiento de un antiferromagnético está en la forma en que la susceptibilidad varía con la temperatura por encima de la crítica. La Fig. 9.10 muestra una gráfica de $1/\chi$ en función de T que es, una recta por encima de T_n y que puede extrapolarse a temperaturas negativas para $1/\chi = 0$. La ecuación de esta recta es:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T + \Theta}{C} \quad (9.13)$$

$$\chi = \frac{C}{T + \Theta} = \frac{C}{T - (-\Theta)} \quad (9.14)$$

Dicho de otra forma, el material obedece una ley de Curie-Weiss pero con un valor negativo de Θ . Y ya que Θ era proporcional al coeficiente del campo molecular γ , el campo molecular H_m , en la región paramagnética, se opone al campo aplicado H ; mientras que H tiende a alinear los momentos, H_m tiende a desalinearlos. Si localizamos un poco más el campo molecular, el resultado es que cualquier tendencia de un momento iónico determinado a apuntar en una cierta dirección es contrarrestado inmediatamente por una tendencia en el momento del ión contiguo o apuntar en dirección opuesta y ^{disparar}.

Por debajo de la temperatura crítica T_N , esta tendencia a una alineación antiparalela de los momentos es lo suficientemente fuerte como para apare

cer aun en ausencia de campo externo, ya que el efecto de aleatoriedad de las direcciones por la temperatura es muy pequeño. La malla cristalina de los iones magnéticos se divide así en dos submallas, designadas por A y B en la Fig. 9.11 que poseen momentos opuestos. Esta tendencia hacia el antiparalelismo pasa a ser cada vez más fuerte, cuanto menor sea la temperatura por debajo de T_N , hasta llegar a 0°K en que la distribución antiparalela es perfecta, como se ha dibujado en la Fig. 9.11.

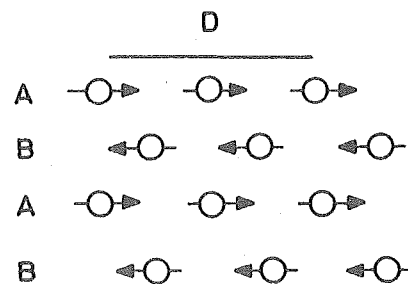


Fig. 9.11.

Vemos así que un cuerpo antiferromagnético, a 0°K , está compuesto por submallas idénticas de iones magnéticos que penetran la una en la otra, cada una de las cuales magnetizada espontáneamente a su valor de saturación para un campo externo nulo, pero con sentidos opuestos. Esto es, como vemos, muy similar al caso del ferromagnetismo, con la diferencia de que un antiferromagnético no posee un momento espontáneo neto debido a la cancelación mutua de los de las dos submallas. Solamente le adquirirá cuando se aplique un campo externo suficientemente intenso. Vemos también que aquí es la temperatura de Néel, T_N , la que juega un papel similar a la de Curie, T_C , dividiendo la escala de temperaturas en dos regiones: una, ordenada, por debajo y otra, desordenada (paramagnética) por encima. Como vemos, el nombre de antiferromagnetismo dado está plenamente justificado.

9.5.- TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR. -

Antes de entrar de lleno en los detalles de la teoría del campo molecular aplicada a los antiferromagnéticos, debe hacerse constancia de un hecho que

es fundamental a la hora del estudio de los mismos. Este hecho es que la mayor parte de los materiales antiferromagnéticos son aislantes eléctricos, o como máximo, semiconductores. Por ello, sus resistividades eléctricas son, al menos, un millón de veces mayores que las de los metales. Esto implica que no contienen prácticamente electrones libres, por lo que los electrones responsables de las propiedades magnéticas se encuentran localizadas en iones fijos. Por ello debe esperarse que la teoría del campo molecular aplicada un aislante antiferromagnético como el MnO tenga más éxito que cuando se aplica a un conductor ferromagnético como el hierro. Ello se debe al hecho de que la teoría del campo molecular es una teoría relacionada íntimamente con momentos localizados, que es el caso que vamos a tratar ahora.

Pasemos así a aplicar la teoría del campo molecular al caso más sencillo posible, esto es, aquel para el que la malla de iones magnéticos puede dividirse en dos submallas idénticas, A y B, tales que cualquier ión A tiene solamente iones B a su alrededor como iones más próximos y viceversa, como en la Fig. 9.11. Supondremos que solo hay interacción entre vecinos más próximos (AB) y prescindiremos de las entre vecinos más distantes (AA y BB).

Tenemos así dos campos moleculares con los que tratar. El campo molecular H_{mA} actuando sobre los iones A es proporcional, y de dirección opuesta, a la magnetización de la submalla B:

$$H_{mA} = - \gamma M_B \quad (9.15)$$

donde γ es el coeficiente de campo molecular, tomado como cantidad positiva. Análogamente

$$H_{mB} = - \gamma M_A \quad (9.16)$$

Estas dos ecuaciones son válidas por encima y por debajo de T_N . Estudiemos los dos casos.

9.5.1. - POR ENCIMA DE T_N -

En la región paramagnética podemos encontrar una ecuación para la susceptibilidad de la misma forma que se hizo en el caso del Paramagnetismo. Suponiendo un comportamiento en forma de ley de Curie-Weiss, tenemos

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T} \quad (9.17)$$

$$MT = CH$$

donde H debe interpretarse como el campo total, el aplicado más el molecular, actuando sobre el material. Escribiendo esta ecuación para dos submallas

$$M_A T = C'(H - \gamma M_B) \quad (9.18)$$

$$M_B T = C'(H - \gamma M_A) \quad (9.19)$$

donde C' es la constante de Curie de cada submalla y H el campo aplicado. Sumándolas tendremos la magnetización total M producida por el campo y de aquí la susceptibilidad:

$$(M_A + M_B)T = 2C'H - C'\gamma(M_A + M_B) \quad (9.20)$$

$$MT = 2C'H - C'\gamma M \quad (9.21)$$

$$M(T + C'\gamma) = 2C'H$$

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{2C'}{T + C'\gamma} \quad (9.22)$$

relación equivalente a la obtenida de forma experimental, con

$$C = 2C' \quad \text{y} \quad \theta = C'\gamma$$

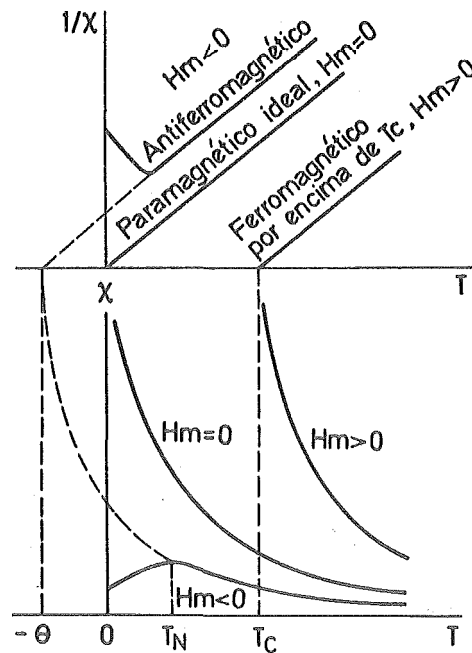


Fig. 9.12.

Puede verse así, que cuando se aplica un campo por encima de T_N , cada sub--
 malla pasa a estar magnetizada en la misma dirección del campo, pero cada
 una crea entonces un campo molecular en dirección opuesta al campo aplicado,
 tendiendo a reducir ambas, M_A y M_B . El resultado es que la susceptibilidad es
 pequeña y $1/\chi$ mayor que el de un paramagnético ideal en el que H_m era cero.
 Las dos se comparan en la Fig. 9.12 que muestra también como varía χ con la
 temperatura, en sustancias en las que el campo molecular sea positivo y de alto
 valor, como en un ferromagnético, por encima de su punto de Curie.

9.5.2. - POR DEBAJO DE T_N -

En la región antiferromagnética, cada submalla está magnetizada espon--
 taneamente, sin campo externo aplicado, merced al campo molecular creado por
 la otra submalla. Cuando H es cero

$$M = M_A + M_B = 0$$

y

$$M_A = -M_B \quad (9.23)$$

para cualquier temperatura por debajo de T_N . A una temperatura infinitamente
 próxima, por debajo de T_N , podemos suponer que M es todavía proporcional al
 campo total, ya que los efectos de saturación carecen de importancia en las --
 proximidades de T_N , de forma que las ecuaciones (9.18) y (9.19) son todavía --
 válidas. Para $T = T_N$ y $H = 0$, la ecuación (9.18) pasa a ser

$$M_A T_N = -C' \gamma M_B \quad (9.24)$$

por lo que

$$C' \gamma = \vartheta = - \frac{M_A}{M_B} T_N = T_N \quad (9.25)$$

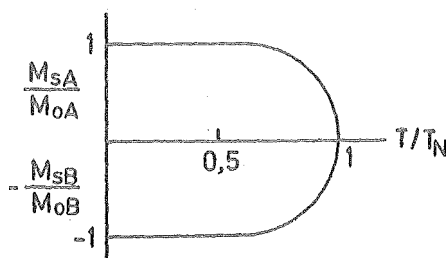


Fig. 9.13.

La temperatura de Néel, para la que ocurre el máximo en la curva χ , T deberá ser igual al valor θ encontrada en las medidas de la susceptibilidad a altas temperaturas.

Por debajo de T_N , cada submalla está magnetizada espontáneamente a la saturación igual que en el ferromagnetismo, pudiendo computarse su magnetización de la misma forma a como se hizo allí.

Y para ello es preferible considerar la magnetización específica $\sigma (=M/Q)$ en lugar de M , debido al margen de temperaturas que se maneja. No nos detendremos en desarrollar aquí de nuevo cálculos similares a los realizados en el Ferromagnetismo. Los resultados pueden verse en la Fig. 9.13 que muestra las magnetizaciones de las dos submallas. Como puede verse, por debajo de T_N la magnetización es nula y la aplicación de un campo externo puede producir una pequeña magnetización. El valor de la susceptibilidad resultante, según se puede obtener experimentalmente, depende del ángulo que el campo aplicado forma con el eje de antiparalelismo, marcado como D en la Fig. 9.11, eje este que coincide usualmente con la dirección cristalográfica de mayor orden del cristal. Este eje se suele designar como eje de espín. No veremos cómo es esta dependencia ya que no es de importancia con respecto a nuestros fines.

9.6.- SUSTANCIAS ANTIFERROELECTRICAS. -

La primera sustancia que fue diferenciada claramente con las propiedades que luego se conocieron como Antiferromagnetismo, fue el MnO . Los resultados, que aparecen en la Fig. 9.14, fueron publicados en 1.938. Pero no fue sino hasta 1.949 en que gracias al método de difracción de neutrones, se encontró como realidad al hecho de la existencia de dos grupos de espines con direcciones antiparalelas. A partir de entonces, este método ha sido aplicado con completo éxito para la determinación de las características, no solo de los materiales antiferromagnéticos, sino también de los ferro- y ferrimagnéticos.

Entre los materiales en los que se han encontrado características antiferromagnéticas podemos citar, aunque solo brevemente, a las tierras raras y en bastantes aleaciones de Mn y Cr .

Las tierras raras son paramagnéticas a temperatura ambiente y superiores. Pero para bajas temperaturas su comportamiento es complejo. La mayor parte de ellas son antiferromagnéticas al menos en un pequeño margen de tem-

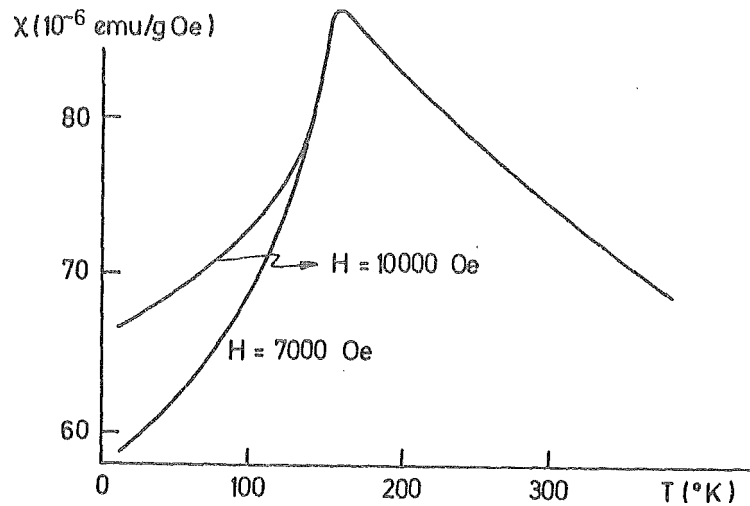


Fig. 9.14.

peraturas, pasando algunas primero por ser antiferromagnéticas para convertirse luego en ferromagnéticas. Como hemos visto su comportamiento es lo suficientemente complejo como para no decir más aquí de ellas.

En las aleaciones podemos decir que por lo general se encuentra antiferromagnetismo en estructuras ordenadas cuya fórmula podría ser del tipo AB ó AB_2 . Igualmente se ha encontrado en algunas aleaciones desordenadas. Como ejemplos de aleaciones ferromagnéticas ordenadas tenemos al $MnAu_2$ y también $MnAu$ y $MnAu_3$, como más característicos. Igualmente lo son: $CrSb$, $CrSe$, $FeRh$, $FePt_3$, $MnSe$, $MnTe$, Mn_2As y $NiMn$. Entre las aleaciones desordenadas podemos encontrar antiferromagnetismo en las aleaciones enriquecidas de Mn , en las de $Mn-Cu$ y en las de $Mn-Au$.

9.7.- FERRIMAGNETISMO: INTRODUCCION. -

Las sustancias ferrimagnéticas exhiben una magnetización a temperatura ambiente, igual que los ferromagnéticos, lo cual hace de ellas importantes industrialmente. También, igual que los ferromagnéticos, están compuestos de dominios autosaturados y exhiben fenómenos de saturación e histéresis. Su magnetización espontánea desaparece por encima de una cierta temperatura crítica T_c , llamada también temperatura de Curie, a partir de la cual pasan a ser paramag

néticos. Todo ello hizo que los ferrimagnéticos no fueran reconocidos como un diferente tipo de magnetismo hasta 1.948, encontrándolos en literatura anterior a esa fecha dentro de los ferromagnéticos.

Las sustancias ferrimagnéticas más importantes son un cierto tipo de óxidos dobles de hierro y otro metal, denominadas ferritas. Fueron desarrolladas de forma comercial durante los años 1.933-45, por Snoek y sus colaboradores en los laboratorios de la Philips de Holanda. Néel, en 1.948, publicó un artículo ya clásico en el que dió las bases para el entendimiento de las ferritas, creando la palabra ferrimagnetismo.

Las ferritas magnéticas se encuentran divididas principalmente en dos grandes grupos, con diferentes estructuras cristalinas en cada uno de ellos:

1.- Cúbicas. Con fórmula general $MO.Fe_2O_3$ donde M es un ión metálico divalente, como Mn, Ni, Fe, Co, Mg, etc.

2.- Exagonales. La más importante de este grupo es la ferrita de bario $BaO.6Fe_2O_3$.

Las ferritas se fabrican por la técnica usual de fabricación de cerámicas y que será vista en la parte de Tecnología. Solo a título informativo vamos a dar aquí las etapas fundamentales.

Para fabricar una ferrita de níquel, por ejemplo, los materiales componentes de la misma, NiO y Fe_2O_3 , son reducidos a polvo y mezclados de forma total. El producto resultante se prensa a la forma deseada y se sintetiza a temperaturas superiores a los $1200^{\circ}C$. El material resultante, que constituye ya la ferrita, es brillante y de gran dureza. Es también un semiconductor por lo que su resistividad eléctrica será del orden de un millón de veces mayor que la de un metal. Esta alta resistividad implicará, según veremos más adelante, el que si se le aplican campos magnéticos alternos no tendrán corrientes inducidas. Esta propiedad hace de las ferritas un material idóneo para aplicaciones de alta frecuencia.

De forma natural, aunque en estado impuro, se encuentran como minerales de bastantes tipos de rocas. Una de las conocidas desde más antiguo es la magnetita, Fe_3O_4 , cuya existencia se conoce desde varios siglos antes de Cristo. En la Antigüedad, los yacimientos más grandes se encontraban en la región griega de Magnesia, hoy Turquía, de donde procede el nombre de "magneto" que significa procedente de Magnesia. El conocimiento de las propiedades de las ferritas es importante, no solo por las aplicaciones electrónicas que son las

que aquí nos interesan, sino que por las propiedades de las rocas puede llegarse a obtener conclusiones importantes acerca de la intensidad y dirección del campo magnético de la tierra en épocas pasadas. De ellas se ha obtenido, por ejemplo, evidencia de la deriva de los continentes.

Las ferritas son compuestos iónicos y las propiedades magnéticas que presentan proceden de los iones magnéticos que contienen. Nos encontramos así en la situación de buscar cuál es el momento magnético con que puede contribuir un determinado ión. Indicaremos, en primer lugar, que el ión de oxígeno O^{2-} no posee un momento magnético. La información para un ión cualquiera la proporciona la ley de Hund, que dice que los espines de los electrones de una órbita parcialmente llena se distribuyen de manera que aparezca el máximo desequilibrio de espines, consistente con el principio de exclusión de Pauli. La regla se establece aquí únicamente para espines ya que la contribución orbital no es importante en el caso de ferritas. Apliquemos esta ley a los iones de la primera serie de transición. La órbita externa es la 3d, que contiene 5 espines hacia arriba y 5 hacia abajo. Los primeros cinco electrones entrarían con el espín hacia arriba para maximizar el momento total. El sexto electrón, debido al principio de exclusión de Pauli, deberá tener su espín hacia abajo. Por ello, un ión con seis electrones 3d, tal como el Fe^{2+} , deberá poseer un momento debido únicamente a los espines de valor $(5-1)\mu_B = 4\mu_B$. Los momentos de un cierto número de iones son los dados en la Tabla 9.1. Cuando se trata de reconciliar los momentos iónicos de esta tabla con los valores de la magnetización medidos para las ferritas, es cuando se ve la gran diferencia que existe entre ellos y los ferromagnéticos. En la ferrita de Niquel, NiO , Fe_2O_3 , por ejemplo, existe un ión de niquel divalente con un momento de valor $2\mu_B$ y dos iones de hierro trivalentes, cada uno de ellos con un momento $5\mu_B$. Si existiera una interacción positiva entre ellos con una alineación paralela de todos los momentos, como en un ferromagnético, el momento total por molécula sería $(2+5+5)\mu_B = 12\mu_B$. Los valores medidos, por otra parte, de la magnitud de saturación σ_0 a $0^\circ K$ es 56 emu/g , que corresponde a un $2,3 \mu_B$ por molécula. Esto indica inmediatamente que los momentos no pueden estar alineados paralelamente uno con otro.

Examinemos ahora brevemente qué otras medidas hacen que los ferrimagnéticos sean diferentes de los ferromagnéticos. La Fig. 9.15 (a) muestra la

TABLA 6.1.

IONES	nº de electro- nes 3d	momen- to de es- pín μ_B
Sc ³⁺ Ti ⁴⁺	0	0
Ti ³⁺ V ⁴⁺	1	1
Ti ²⁺ V ³⁺ Cr ⁴⁺	2	2
V ²⁺ Cr ³⁺ Mn ⁴⁺	3	3
Cr ²⁺ Mn ³⁺ Fe ⁴⁺	4	4
Mn ²⁺ Fe ³⁺ Co ⁴⁺	5	5
Fe ²⁺ Co ³⁺ Ni ⁴⁺	6	4
Co ²⁺ Ni ³⁺	7	3
Ni ²⁺	8	2
Cu ²⁺	9	1
Cu ⁺ Zn ²⁺	10	0

magnetización relativa σ_s/σ_o de una ferrita típica; puede verse que decrece - bastante rápidamente según se incrementa la temperatura mientras que la equiva-
lente del hierro permanece casi constante hasta llegar a un valor de T/T_c de -
alrededor de 0,8.

La Fig. 9.15 (b) muestra por otra parte la región paramagnética y re-
presenta la variación de $1/\chi_M$ con la temperatura; se ve que es rotundamente
no lineal, lo que dice que la ley de Curie Weiss no es obedecida.

Esto son solo dos ejemplos de los varios que podrían presentarse indi-
cando las diferencias entre los ferro y los ferrimagnéticos.

Todo ello indujo a Néel a la idea de que las ferritas poseían una estruc-
tura magnética claramente diferente de la de los anteriores materiales.

Por otra parte se sabía que los iones metálicos en un cristal de ferrita
ocupan dos posiciones cristalográficas netamente diferenciadas, y denominadas
posiciones A y B. Néel hizo la suposición de que la fuerza que actuaba entre un
ión A y otro B era negativa como en un antiferromagnético. Por ello, los iones
A se encuentran magnetizados espontáneamente en una dirección y los B en la
opuesta. La diferencia con los antiferromagnéticos es que aquí ambas magnetiza-
ciones son diferentes. Por ello los dos momentos magnéticos no se cancelan -
con lo que resulta una magnetización neta diferente de cero. Néel aplicó a este

postulado la teoría del campo molecular y obtuvo unos resultados muy de acuerdo con los experimentales. Esta teoría será la que vamos a presentar aquí; pero antes veamos la estructura cristalina de una ferrita cúbica con algún detalle a fin de comprender la diferencia entre las posiciones A y B.

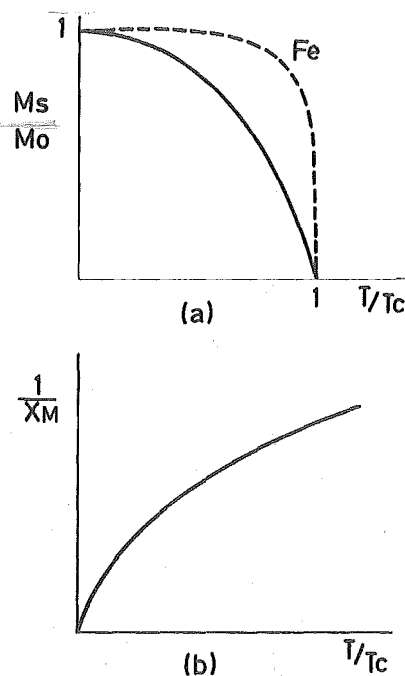


Fig. 9.15.

9.8.- ESTRUCTURA DE LAS FERRITAS CUBICAS.-

Estas ferritas se dice que tienen estructura de espinela y por ello son denominadas a veces ferroespinelas, ya que su estructura cristalina se relaciona muy estrechamente con la del mineral espinela, MgO , Al_2O_3 . Su estructura es compleja en el sentido de que tienen 8 moléculas, o un total de $8 \times 7 = 56$ iones, por célula unidad. Los iones de oxígeno de tamaño relativamente grande ($\sim 1,3\text{\AA}$) están distribuidos compactamente en una disposición cúbica centrada en las caras, mientras que los iones metálicos, mucho menores (radio de 0,7 a 0,8 \AA) ocupan los espacios entre ellos. Estos espacios son de dos tipos. Uno se denomina posición tetraédrica o A, ya que se encuentra en el centro de un tetraedro cuyos vértices están ocupados por oxígenos (Fig. 9.16 (a)). Los otros

son posiciones octaédricas o B, ya que los iones de oxígeno que le rodean ocupan los vértices de un octaedro (Fig. 9.16(b)). Los entornos cristalográficos de las posiciones A y B son, por ello, notoriamente diferentes.

La célula unidad tiene tantos iones que un dibujo total de la misma no sería muy descriptivo. En lugar de ella podemos imaginar que la célula unidad está dividida en ocho octantes, cada uno de arista $a/2$ (siendo a el valor de la arista del cubo) como en la Fig. 9.16(c). Los cuatro octantes rayados tienen idéntico contenido así como los cuatro sin sombrear. El interior de los dos octantes inferiores de la parte izquierda de (c) son los mostrados en (d), Una posición tetraédrica aparece en el centro del octante derecho mientras que los otros tetraédricos aparecen en algunos vértices de los octantes. Cuatro posiciones octaédricas aparecen en el octante izquierdo, uno de los cuales está delineado por líneas de puntos que van a seis oxígenos, dos de los cuales, los punteados, pertenecen a los octantes inferiores y detrás de los mostrados, respectivamente. Los iones de oxígeno están dispuestos en la misma forma (octaédrica-mente) en todos los octantes. Ambas posiciones aparecen en (e).

Ahora bien, no todas las posiciones disponibles están ocupadas por iones metálicos. Solamente un octavo de las posiciones A y la mitad de los B se encuentran ocupadas, como se ven en la Fig. 9.16. Las ferritas $\text{MO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ tienen exactamente esta estructura, con M^{2+} en las posiciones A y Fe^{3+} en posiciones B. Esta es la denominada estructura de espinela normal.

Las ferritas de cadmio y de zinc tienen esta estructura y son no magnéticas, esto es, paramagnéticas. Otra gran cantidad de ferritas, en cambio, poseen otra estructura: la estructura de espinela inversa, en la que los iones divalentes se encuentran en posiciones B y los trivalentes divididos de igual forma entre posiciones A y B. Las ferritas de hierro, cobalto y níquel tienen estructura inversa y son todas ferrimagnéticas.

Las estructuras mencionadas hasta aquí han de considerarse como casos extremos ya que por difracción de neutrones se ha encontrado experimentalmente que las estructuras intermedias son las más frecuentes. De hecho, la distribución de los iones divalentes en posiciones A y B puede alterarse por tratamiento térmico.

Finalmente nos queda decir que la mayor parte de las ferritas usadas comercialmente son ferritas mixtas. Estas ferritas son mezcla de dos diferen-

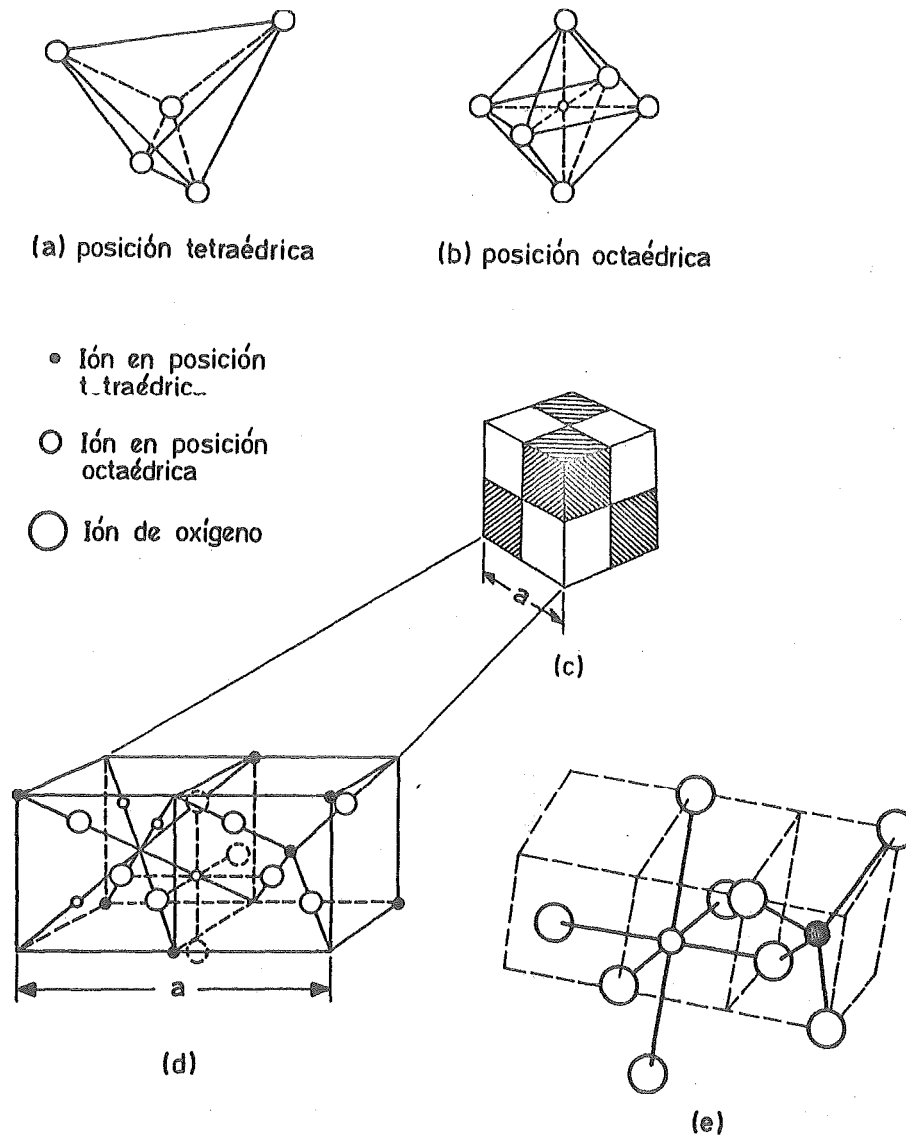


Fig. 9.16.

tes tipos de iones divalentes, por ejemplo, $(\text{Ni}, \text{Zn})\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$.

9.9. - MAGNETIZACION DE SATURACION. -

La magnetización de saturación de una ferrita a 0°K puede calcularse

si se conoce: (a) el momento de cada ión (b) la distribución de iones en posiciones A y B y, (c) el hecho de que la interacción entre las posiciones A y B es negativa.

La tabla 9.2 muestra varios ejemplos de cómo se realiza el cálculo para algunos casos típicos de ferritas.

TABLA 9.2.

Ejemplo	Sustancia	Estructura	Posiciones A Tetraédricas	Posiciones B octaédricas	Momento neto (μ_B /molécula)
1	$\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$	Inversa	Fe^{3+} 5	Ni^{2+} , Fe^{3+} 2 5	2
2	$\text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$	Normal	Zn^{2+} 0	Fe^{3+} , Fe^{3+} 5 5	0
3	$\text{MgO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$	Principal Inversa	Mg^{2+} , Fe^{3+} 0 4, 5	Mg^{2+} , Fe^{3+} 0 5, 5	1
			Fe^{3+} 4, 5 Zn^{2+} 0 4, 5	Ni^{2+} Fe^{3+} 1, 8 4, 5 Fe^{3+} Fe^{3+} 0, 5 0, 5 7, 3	2, 8

El ejemplo 1 muestra cómo se realiza el cálculo para una ferrita de Ni. La estructura es inversa, con todos los iones Ni^{2+} en posiciones B y los Fe^{3+} distribuidos de igual forma entre posiciones A y B. Los momentos de los iones Fe^{3+} se cancelan entre sí por lo que el momento neto es, simplemente, el del ión Ni^{2+} cuyo valor es de $2\mu_B$. Esto se puede generalizar diciendo que la magnetización de saturación μ_H de cualquier ferrita inversa es, simplemente el valor del momento del ión divalente. De aquí se puede obtener la siguiente serie de valores calculados, en μ_B por molécula, de las ferritas del Mn al Zn:

Ferrita	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn
μ_H calculado	5	4	3	2	1	0
μ_H medido	4,6	4,1	3,7	2,3	1,3	0

La Fig. 9.17 ofrece una comparación gráfica de los momentos calculados y medidos de esta serie de ferritas. La concordancia es bastante buena lo que da soporte a las suposiciones de Néel.

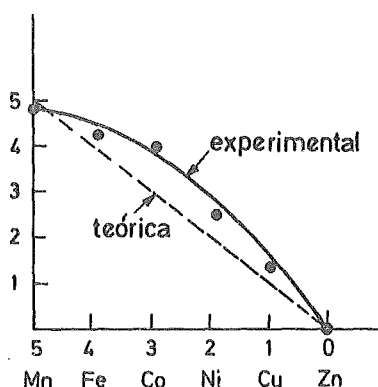


Fig. 9.17.

9.10.- TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR.-

Análogamente a los antiferromagnéticos, debido a la muy baja conductividad de los ferrimagnéticos, sus momentos magnéticos pueden considerarse completamente localizadas a los correspondientes iones.

Igualmente en un ferrimagnético, puede esperarse que las fuerzas de intercambio entre los iones metálicos actuarán a través de los iones de oxígeno, por medio de un intercambio indirecto, análogo al caso del antiferromagnetismo.

Sin embargo, la teoría del campo molecular para un ferrimagnético es inherentemente más complicada que para un antiferromagnético ya que las posiciones A y B son cristalográficamente diferentes en un ferrimagnético mientras que son idénticas en un antiferromagnético. Esto significa que la interacción AA en un ferrimagnético diferirá de la interacción BB, aunque los iones que intervienen son idénticos. La razón básica es que un ión en una posición A tiene una distribución y un número diferente de iones contiguos que el mismo ión en una

posición B.

Siguiendo la teoría de Néel, supongamos que existen N iones magnéticos idénticos por unidad de volumen, con una fracción λ localizada en las posiciones A y otra $\nu (= 1 - \lambda)$ en posiciones B. Sea μ_A el momento medio de un ión A en la dirección del campo, a la temperatura T . (Aunque los iones A y B son idénticos, μ_A no es igual a μ_B , debido a que estos iones, ocupando posiciones diferentes, están expuestos a campos moleculares diferentes). La magnetización de la submalla A es entonces $M_A = N \mu_A$. Hagamos $N\mu_A = M_a$; entonces

$$M_A = \lambda M_a \quad \text{y} \quad M_B = \nu M_b$$

La magnetización total será:

$$M = M_A + M_B = \lambda M_a + \nu M_b \quad (9.26)$$

El campo molecular que actuará sobre la submalla A es

$$H_{mA} = - \gamma_{AB} M_B + \gamma_{AA} M_A \quad (9.27)$$

donde los coeficientes del campo molecular γ han de tomarse como cantidades positivas correspondiendo los signos a la suposición de una interacción negativa (antiparalela) en los iones A y B y una interacción positiva (paralela) entre los iones A, Igualmente

$$H_{mB} = - \gamma_{AB} M_A + \gamma_{BB} M_B \quad (9.28)$$

Los coeficientes γ_{AA} y γ_{BB} son ahora diferentes, pudiéndolos expresar como fracciones de γ_{AB}

$$\alpha = \frac{\gamma_{AA}}{\gamma_{BB}} \quad \beta = \frac{\gamma_{BB}}{\gamma_{AB}}$$

Los campos moleculares son entonces:

$$H_{mA} = \gamma_{AB} (\alpha \lambda M_a - \nu M_b) \quad (9.29)$$

$$H_{mB} = \gamma_{AB} (\beta \nu M_b - \lambda M_a) \quad (9.30)$$

Estas ecuaciones son válidas por encima y por debajo de la temperatura de Curie.

9.10.1.- POR ENCIMA DE TC. -

En la región paramagnética haremos a como hicimos para los antiferro magnéticos, suponiendo un comportamiento de ley de Curie, esto es

$$MT = CH_t$$

para cada submalla. H_t es el campo total, suma del campo aplicado y el molecular. Para las dos submallas es, entonces

$$M_a T = C(H + H_{mA}) \quad (9.31)$$

$$M_b T = C(H + H_{mB}) \quad (9.32)$$

donde C es la constante de Curie. Habrá de eliminarse ahora M_a , M_b , H_{mA} y H_{mB} de las ecuaciones (9.26), (9.29), (9.30), (9.31) y (9.32). Los cálculos son bastante engorrosos por lo que se dejan como ejercicio. El resultado es:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{b}{T - \vartheta} \quad (9.33)$$

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T + (C/\chi_0)}{C} - \frac{b}{T - \vartheta} \quad (9.34)$$

donde

$$\frac{1}{\chi_0} = \gamma_{AB} (2\lambda v - \alpha\lambda^2 - \beta v^2)$$

$$b = \gamma_{AB}^2 C \lambda v [\lambda(1+\alpha) - v(1+\beta)]^2$$

$$\vartheta = \gamma_{AB} C \lambda v [2+\alpha + \beta]$$

La ecuación (9.34) es una hipérbola cuya parte con significado físico es la representada en la Fig. 9.18. Corta al eje de temperaturas para ϑ_p , denominado punto de Curie paramagnético. A estas temperaturas el último término de la ecuación (9.34) puede despreciarse y la ecuación pasa a ser una ley de Curie Weiss:

$$\chi = \frac{C}{T + (C/\chi_0)}$$

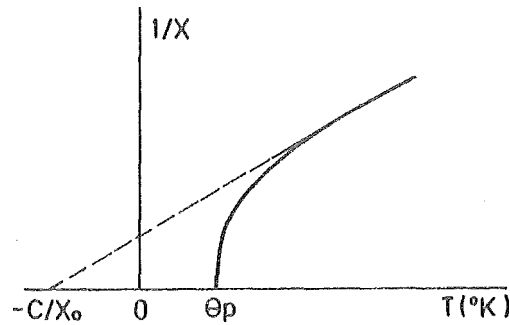


Fig. 9.18.

Esta es la ecuación de la recta de puntos dibujada en la Fig. 9.18 y a la que la curva $1/\chi - T$ pasa a ser asintótica a altas temperaturas.

Hay que hacer notar que la ecuación (9.34) está muy de acuerdo con los datos experimentales excepto en la proximidad del punto de Curie. La Fig. 9.19 muestra las dos curvas. La temperatura ϑ_f a la que la susceptibilidad se hace infinita y aparece magnetización espontánea es el punto ferrimagnético de Curie. Este desacuerdo se debe a interacciones entre espines no considerados aquí.

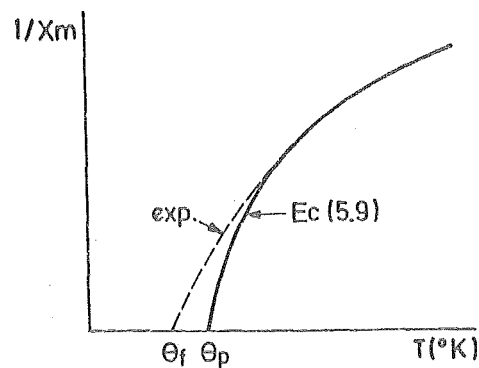


Fig. 9.19.

POR DEBAJO DE TC.

En la región ferrimagnética cada submalla se encuentra magnetizada es pontáneamente por la acción del campo molecular que actúa sobre ella, ahora

bien, las magnetizaciones de las dos submallas son opuestas entre sí. La magnetización neta observable es entonces

$$|M| = |M_A| - |M_B|$$

La magnetización de cada submalla está gobernada por ecuaciones análogas a las de los materiales ferromagnéticos. No nos detendremos en ver aquí con detalle su valor, ya que llevaría consigo más tiempo del que podemos dedicarle. Únicamente se mostrará, de forma esquemática, en la Fig. 9.20 la magnetización resultante (línea continua) de las dos magnetizaciones parciales de cada submalla σ_{SA} y σ_{SB} . Hay que hacer notar también que ambas submallas han de tener el mismo punto Curie ya que si no fuera así, en alguna temperatura entre los dos posibles puntos de Curie, una malla tendría momento nulo con lo que no podría alinear los momentos de la otra.

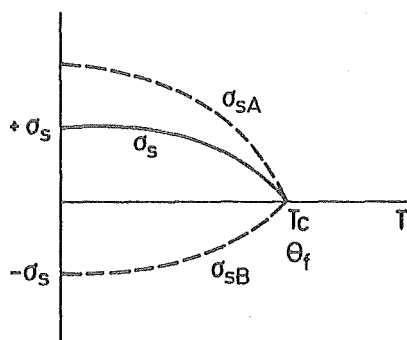


Fig. 9.20.

9.11. - FERRITAS EXAGONALES. -

Existe un número bastante elevado de óxidos ferrimagnéticos con estructura exagonal. Pero de todos ellos el único que posee importancia comercial es el correspondiente a la ferrita de bario $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ ($= \text{Ba Fe}_{12} \text{O}_{19}$) y a la ferrita de estroncio con la misma fórmula. La ferrita de bario tiene la misma estructura cristalina que la magnetoplumbita, que es un mineral con una composición aproximada $\text{Pb Fe}_{7,5} \text{Mn}_{3,5} \text{Al}_{0,5} \text{Ti}_{0,5} \text{O}_{16}$. En la ferrita de bario los iones de Fe ocupan las mismas posiciones que la mezcla de Fe, Mn, Al y Ti en la magnetoplumbita.

La célula exagonal unitaria de esta ferrita contiene 2 "moléculas" o lo que es igual, un total de $2 \times 32 = 64$ átomos. Es alargada en la dirección \underline{c} , con $c = 23,2 \text{ \AA}$ y $a = 5,88 \text{ \AA}$. Tanto los iones de Ba^{2+} como los de O^{2+} son de gran tamaño y no magnéticos. Se encuentran dispuestos en una disposición totalmente compacta. Los iones Fe^{3+} , mucho más pequeños, se encuentran en los intersticios.

La clave para entender esta compleja estructura está en la relación entre las estructuras exagonal compacta y cúbica centrada en las caras. Ambas se forman por superposición de capas idénticas de átomos, una sobre otra, en una determinada secuencia. En cada capa los átomos se disponen en los vértices de una malla de triángulos equiláteros adyacentes como los indicados en la Fig. 9.21(a). Si las capas se sitúan en la secuencia ABABAB... con la tercera capa exactamente sobre la primera la estructura resultante es exagonal compacta. Si la secuencia de apilamiento es ABCABC..., de forma que la secuencia no se

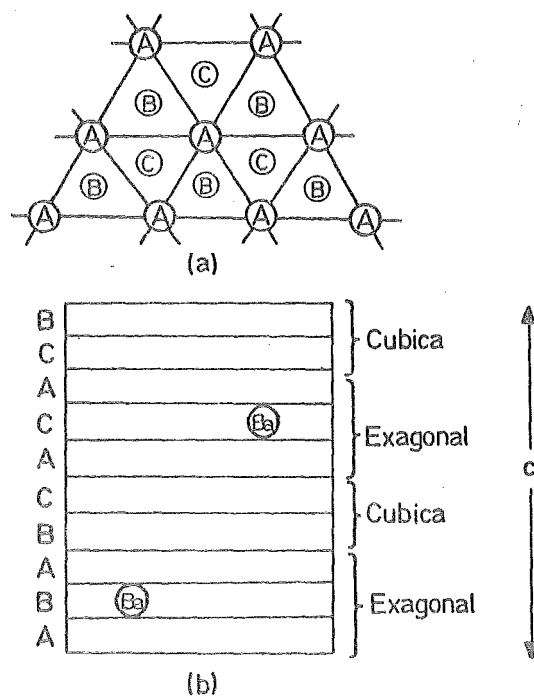


Fig. 9.21.

repite hasta la cuarta capa, el resultado es una estructura cúbica centrada en las caras. Las ferritas cúbicas con estructura de espinela pueden considerarse

formadas así, esto es, compuestas de capas de iones de oxígeno apiladas en una secuencia de la forma ABCABC, con los iones Mn^{2+} y Fe^{3+} en los intersticios. Los momentos de los iones magnéticos son normales al plano de las capas de oxígenos, en una dirección de la forma $\langle 111 \rangle$.

En la célula unidad de la ferrita de bario, mostrada esquemáticamente en la Fig. 9.21, aparecen 10 capas de iones de gran tamaño (Ba^{2+} o O^{2-}), con 4 iones por capa. Ocho de estas capas son totalmente de oxígenos, mientras que dos contienen un ión de bario cada una, según se indica. El conjunto total de las 10 capas puede considerarse como constituido por cuatro bloques, dos cúbicos y dos exagonales. En los bloques cúbicos la disposición de los iones de oxígeno, ocupando posiciones tetraédricas o posiciones octaédricas es exactamente la misma que en las espinelas cúbicas. En cada bloque exagonal un ión de bario sustituye a un ión de oxígeno en la central de las tres capas, estando éstas apiladas en una secuencia exagonal. Un estudio de la secuencia de apilamiento indicada en la figura, muestra que las secciones cúbicas y exagonales se solapan; por ello, las cuatro capas entre aquellas que contienen a los iones de bario tienen una disposición cúbica y las cinco capas centradas en torno a los iones de bario poseen disposición exagonal. La célula unidad, como un todo, posee simetría exagonal.

Los únicos iones magnéticos en una ferrita de bario son los de Fe^{3+} , cada uno con un momento de valor $5\mu_B$. Están localizados en tres diferentes tipos de posiciones cristalográficas: tetraédrica, octaédrica y exaédrica. Este último es una posición rodeada por cinco oxígenos equidistantes, situados en los vértices de una bipirámide con base triangular; una de estas posiciones aparece en cada capa que contiene un bario. Los iones Fe^{3+} poseen sus momentos normales a los planos de las capas de oxígenos, y pueden ser, por ello, paralelos o antiparalelos al eje $+c$ de la célula exagonal, que posee una dirección $\langle 0001 \rangle$. De los 24 iones Fe^{3+} por célula, 4 se encuentran en posiciones tetraédricas, 18 en octaédricas y 2 en exaédricas. A partir de esto puede llegar a predecirse que habrá 16 iones con sus espines en una dirección y 8 en la otra. No veremos aquí cómo se hace esto ya que se requiere algo más de teoría de las fuerzas de intercambio que aparecen, que la que se ha estudiado aquí. Por ello nos limitaremos a dar los resultados. Y estos son que, según lo anterior, el momento magnético por célula es $(16-8)5 = 40 \mu_B$ o $20\mu_B$ por molécula de $BaO \cdot 6Fe_2O_3$.

Esta cantidad corresponde a 100 emu/g lo que concuerda exactamente con el valor medido de la magnetización de saturación a 0°K. La variación de σ_s con la temperatura es la mostrada en la Fig. 9.22. Para 20°C ha descendido a 72 emu/g ($M_s = 380 \text{ emu/cm}^3 = 0,477 \text{ weber/m}^2$). La temperatura de Curie es 450°C.

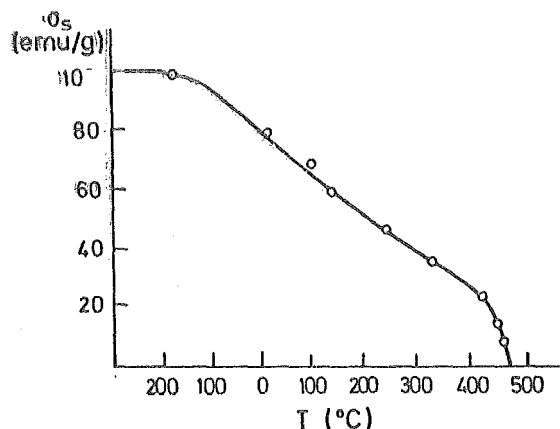
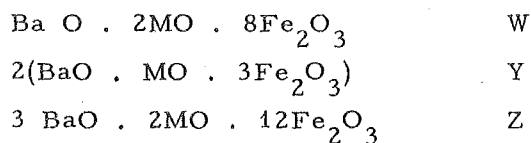


Fig. 9.22.

Otros óxidos ferrimagnéticos con estructura exagonal incluyen los siguientes:



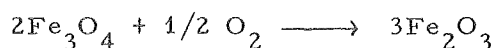
donde M es, igual que antes, un ión divalente y las letras (W, Y, Z) que aparecen a la derecha sirven como abreviaturas del compuesto. Así, Co₂Z simboliza a 3BaO.2CoO.12Fe₂O₃. No entraremos en la estructura y las propiedades magnéticas de estos compuestos ya que nos saldríamos de los límites impuestos.

9.12. - OTRAS SUSTANCIAS FERRIMAGNETICAS. -

Además de las ferritas descritas hasta aquí, existen muchas otras de interés considerable. Describiremos aquí brevemente algunas de ellas

9.12.1 γ -Fe₂O₃

Este compuesto, denominado magemita, posee estructura cúbica y se fabrica por oxidación de la magnetita:



que es inestable y se transforma en $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (hematita) calentando por encima de los 400°C . (La hematita es romboédrica y marcadamente antiferromagnética, con una temperatura de Néel de 950°K). El $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ es el material más comúnmente usado para cintas de grabación magnética.

9.12.2. - GRANATES. -

La piedra semipreciosa conocida como granate es, en realidad, un grupo de minerales isomorfos con una estructura cúbica bastante compleja. Una composición típica es $3\text{MnO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{SiO}_2$, pero otros iones divalentes pueden sustituir al Mn^{2+} y trivalentes al Al^{3+} . Sustituyendo algunos iones trivalentes por una mezcla de iones divalentes (Mn^{2+}) y tetravalentes (Si^{4+}) en un granate natural, es posible fabricar granates libres de Si con una composición $3\text{M}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$. El de mayor interés magnético de estos granates sintéticos es aquel en el que M es ytrio (Y) o alguna de las tierras raras del gadolinio (Gd) al lutecio (Lu). Todos son ferrimagnéticos pero bastante débiles, por lo que σ_s , a temperaturas ambiente es menor de 10 emu/gr. El granate de Ytrio-hierro, conocido normalmente como YIG, posee una curva $\sigma_s T$, del tipo visto, pero la mayor parte de los otros granates presentan curvas bastante más complejas.

9.12.3. - ALEACIONES. -

Fases intermedias ferrimagnéticas pueden aparecer en bastantes tipos de aleaciones. Quizás, la más conocida es Mn_2Sb . Su célula tetragonal contiene 2 átomos de manganeso en posiciones diferenciadas. El momento de un átomo de Mn en una posición A es antiparalelo y diferente al momento de un átomo de Mn en una posición B, dando lugar a un momento neto de $0,94 \mu_B$ por átomo de Mn. Esta estructura magnética del Mn_2Sb fue propuesta por Guillaud en 1943 cuatro años antes de la publicación de la teoría general de Néel del ferrimagnetismo. Esta sustancia fue la primera en la que se reconocieron propiedades ferrimagnéticas en lugar de ferromagnéticas.

No mencionaremos más tipos de aleaciones ferrimagnéticas ya que su lista sería bastante larga y detallar las propiedades de cada una, mucho más. De hecho este tema puede dar lugar a un Capítulo completo por lo que no nos detendremos más en él.

10. FENOMENOS MAGNETICOS

El resto de nuestro estudio de los materiales magnéticos va a ser dedicado, casi sin excepción, a las sustancias fuertemente magnéticas, esto es, a las ferro y ferrimagnéticas. La primera parte que es esencialmente el presente capítulo, se centrará en el estudio de los fenómenos de tipo magnético que presentan estas sustancias, muchos de los cuales serán aprovechados, bien para dispositivos de carácter tecnológico o bien para aprovecharlos en la forma conveniente y dar lugar a propiedades especiales de los materiales.

Muchos de estos fenómenos son ya conocidos de Física General, pero aquí nos centraremos en cómo estos pueden tener uso, más o menos inmediato, en Electrónica. Algunos serán reflejo de propiedades vistas en los dos Capítulos anteriores; así por ejemplo, el del ciclo de histéresis, que será una de las características de un material magnético de la que se hará más frecuente uso. Otras serán originadas como consecuencia de fenómenos de tipo microscópico, como el efecto Barkhausen. Y otras aparecerán debido a la estructura cristalina del material. De todos ellos hablaremos en el presente capítulo.

10.1. - CURVAS DE MAGNETIZACION Y CICLO DE HISTERESIS. -

Tanto los materiales ferromagnéticos como los ferrimagnéticos, vistos ya teóricamente en los Capítulos anteriores, pueden diferir de una forma rotunda de unos a otros, aun poseyendo la misma fórmula o composición. Estas diferencias se basan esencialmente en la mayor o menor facilidad con que se pueda llegar a la magnetización de saturación. Así por ejemplo, si pueden alcanzar ésta con valores del campo externo pequeños, este material se dirá que es magnéticamente "blando" o "dulce". (Fig. 10.1.(a)). La saturación de otro material, que en general tendrá un valor diferente de M_s , puede necesitar un campo considerablemente mayor. Este es el caso de la curva (c). Un material de este tipo se denomina magnéticamente "duro". A veces, un mismo material puede ser bien blando o bien duro, de acuerdo a como haya sido tratado anteriormente. Así, la curva (a) puede referirse a un material bien templado, mientras que la (b) se referiría al mismo, trabajado en frío.

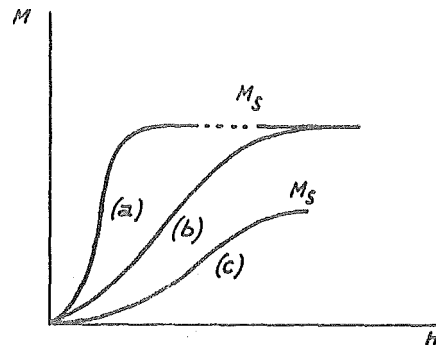


Fig. 10.1.

La Fig. 10.2 muestra las curvas de magnetización en función de B (línea continua) y M (línea a trazos). Aunque M es constante después de haberse llegado a la saturación, B continúa aumentando con H ya que, como se vió anteriormente, H forma parte de B , a través de la ecuación

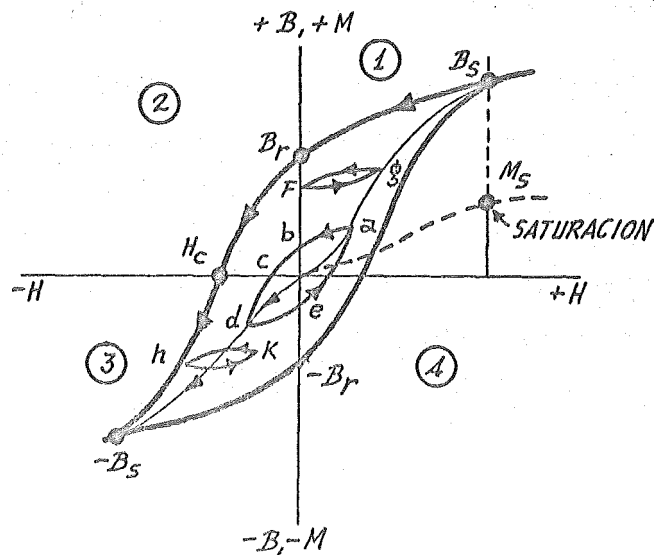


Fig. 10.2.

$$B = \mu_0(H + M) \quad (10.1)$$

vista ya. Esta ecuación nos muestra también que la pendiente de dB/dH es μ_0 - una vez pasado el punto B_s , denominado inducción de saturación. El valor de -

dB/dH para un punto cualquiera se denomina como ya hemos visto, permeabilidad diferencial y puede verse que su valor dependerá del punto tomado. Aunque, como hemos dicho, el valor de dB/dH es μ_0 a partir de la saturación, muy difícilmente aparecerá, en una representación gráfica, que la pendiente de tal línea es μ_0 ; ello es debido a que las escalas de B y H son, por lo general, diferentes. Un aumento continuado de H por encima de la saturación hará que μ se aproxime a μ_0 según H tienda a infinito. La curva B - H obtenida desde el estado desmagnetizado hasta la saturación se denomina curva de inducción normal o inicial.

Si se lleva H al valor cero después de haberse llegado a la saturación en la dirección positiva, la inducción en una muestra en anillo disminuirá hasta un valor B_r denominado inducción residual o remanente. Si, a continuación, el campo es invertido de signo, invirtiendo el sentido de la corriente en el arrollamiento de magnetización, la inducción disminuirá hasta valer cero cuando el valor del campo aplicado sea igual a H_c , denominado campo coercitivo. Su valor se da positivo, dando por sobreentendido el signo menos.

Si el campo negativo es aumentado posteriormente, la saturación en sentido contrario se alcanzará en $-B_s$. Si se vuelve a cero el campo y, a continuación, se hace positivo, la inducción seguiría la curva $-B_s$, $-B_r$, $+B_s$. El ciclo trazado así se denomina ciclo de histéresis principal (cuando los vértices han llegado a la saturación).

Si el proceso de magnetización se interrumpe en algún punto intermedio, tal como el a , y el campo disminuye hasta cero haciéndose negativo a continuación y repitiéndose el ciclo, la inducción recorrerá el camino abcdea denominado ciclo de histéresis menor. En él, b se denomina Remanencia y c la fuerza coercitiva. (Esta definición dada aquí, haciendo distinción entre Remanencia e Inducción residual y entre fuerza coercitiva y campo coercitivo, no es seguida por muchos autores que usan ambas de forma indiferenciada).

Existen un número infinito de ciclos de histéresis menores en el interior de cada ciclo principal, teniendo sus vértices todos ellos en la curva de inducción normal. Existen igualmente otros ciclos secundarios no simétricos, tales como los fg y hk . Son éstos debidos a variaciones sobre un punto fijo en torno al cual aparecen unas ciertas variaciones de H . Si una muestra se la hace reconocer un ciclo simétrico (principal o menor) de histéresis, quedará siempre magnetizada en una dirección u otra cuando H se reduzca a cero. La demagnetización

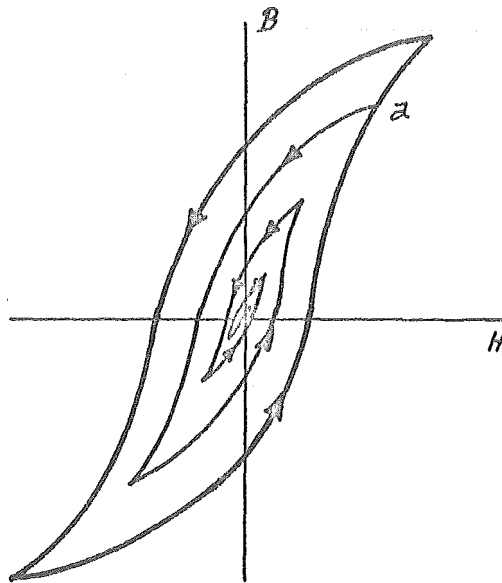


Fig. 10.3.

zación se conseguirá interrumpiendo el ciclo en un punto, tal como el a de la Fig. 10.3., y continuándole con ciclos de amplitudes progresivamente decrecientes. De esta forma al final se llegará al origen.

La única forma, por otro camino, de desmagnetizar un material ferroo ferrimagnético es calentarlo por encima del punto Curie. Con ello ambos materiales pasarán a paramagnéticos. Si se les enfría sin ningún campo magnético presente, se encontrarán ya demagnetizados a temperatura ambiente.

10.2. - MOVIMIENTO DE LAS PAREDES DE LOS DOMINIOS. -

Hasta aquí nos hemos limitado a estudiar el fenómeno del Magnetismo desde dos puntos de vista: el teórico en primer lugar, y el más práctico, a continuación, de los ciclos de histéresis, que en principio parecen separados. Queda ahora intentar relacionarlos, a fin de que la teoría quede completa. Esto es, queda ver qué ocurre en el interior de un material magnético mientras éste recorre un ciclo de histéresis.

Vamos a estudiar pues, cómo responden los dominios a un campo externo aplicado y cómo esta respuesta se traduce en el ciclo de histéresis.

Como vimos cuando se presentó la teoría de los dominios de Weiss, estos dominios desplazaban sus paredes para adaptarse a la dirección del campo. No se dijo nada de cómo era este desplazamiento, si era continuo y progresivo o si por el contrario era discontinuo e irregular. Según puede comprobarse expe

rimentalmente, es de la segunda forma.

Este efecto, conocido como efecto Barkhausen, fue descubierto en 1.919 y puede demostrarse con el equipo mostrado en la Fig. 10.4 (a). Una bobina es arrollada en torno a la muestra y conectada, a través de un amplificador, a un altavoz. La muestra es sujeta, a continuación a un campo que aumente progresiva y suavemente, por ejemplo, aproximando un imán permanente. Sin importar lo suave y lo continuo que aumente el campo, en el altavoz se oirá siempre un ruido como crujiente. Si en lugar de conectar un altavoz a continuación del amplificador se coloca un osciloscopio, se observarán una serie de picos irregulares en la curva voltaje-tiempo, como en (b). Estos picos de voltaje se denominan ruido Barkhausen. El efecto es mucho más intenso en la parte más pendiente de la curva de magnetización y es una evidencia de la aparición de cambios bruscos y discontinuos en la magnetización. Esto se indica en la Fig. 10.4(c) donde se aplica un factor de amplificación de 10^9 a una porción de la curva.

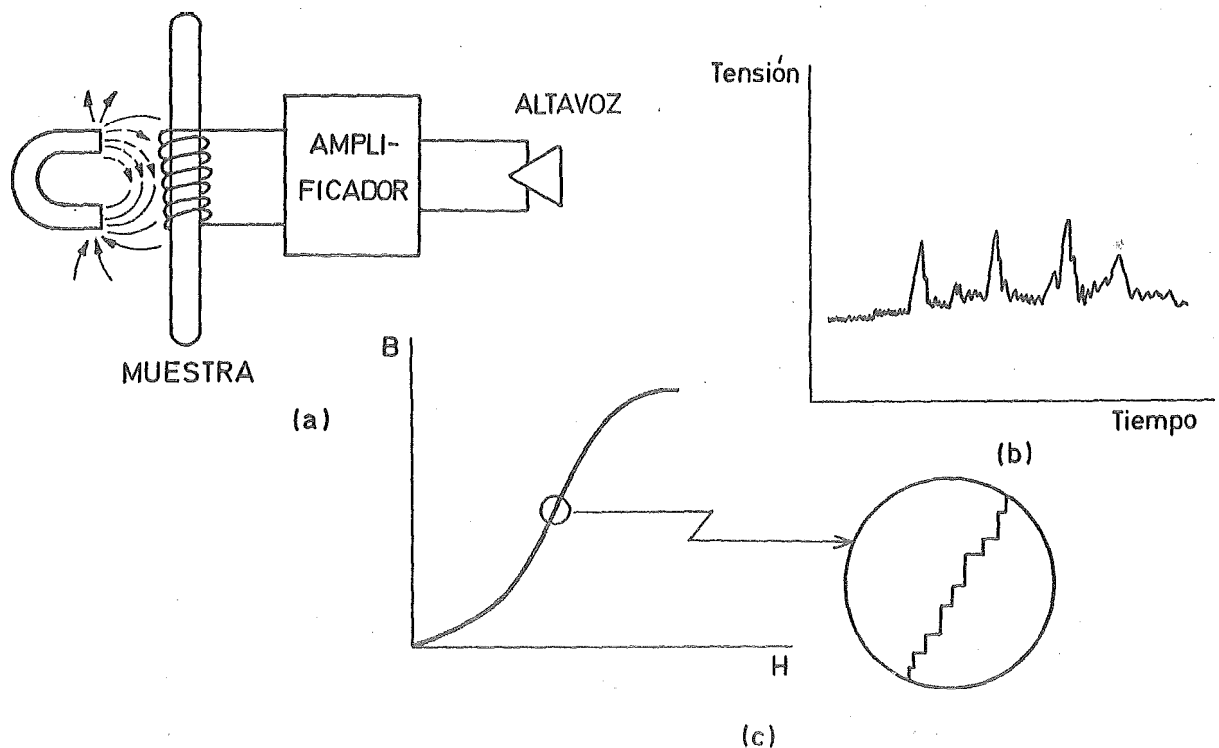


Fig. 10.4.

Según ha podido demostrarse el efecto Barkhausen es debido principalmente a saltos bruscos de las paredes de los dominios de unas posiciones a otras, pudiendo llegar incluso, a poder observarse visualmente como demostraron, en 1.949, Williams y Shockley.

Queda ahora precisar de qué forma está relacionada la curva de magnetización con las dos diferentes formas de cambio en dos dominios que pueden - ocurrir: la por rotación y la por desplazamiento de las paredes.

La cuestión que se presenta es así; en una muestra típica policristalina, qué proporción, en el cambio total de M , es debida al desplazamiento de las paredes y cuál a la rotación?. Esta pregunta no tiene una respuesta precisa, pero una división aproximada es la que aparece en la Fig. 10.5. El desplazamiento de las paredes de los dominios ocurre hasta aproximadamente el codo de la curva de magnetización. Desde allí hasta la saturación predomina la rotación; en esta región debe realizarse un cierto trabajo contra las fuerzas de anisotropía, que más adelante veremos, por lo que un incremento bastante grande de H solo origina un aumento relativamente pequeño de M .

La división presentada de la curva de magnetización es bastante arbitraria ya que, realmente, la rotación y el desplazamiento no son procesos por com

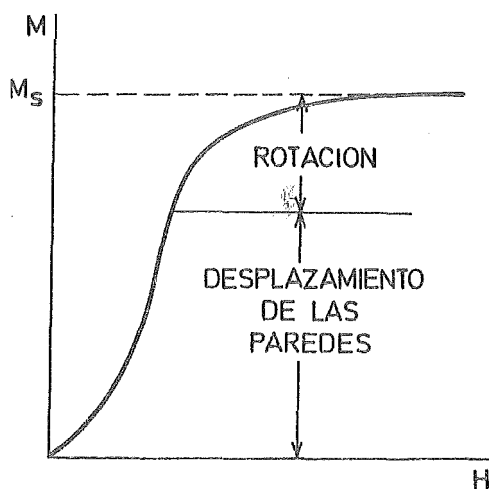


Fig. 10.5.

pleto separados. De hecho, a cualquier nivel de M , puede haber ocurrido rotación en una parte de la muestra y desplazamiento en otra. Incluso para ciertas orientaciones de una muestra monocristalina, ambas pueden aparecer simultáneamente en la misma porción de ella.

10.3. - OBSTACULOS PARA EL MOVIMIENTO DE LOS DOMINIOS. -

Evidentemente, lo visto hasta aquí, se alterará si el material magnético deja de encontrarse puro y presenta una serie de imperfecciones de un tipo o de otro que impidan el fácil movimiento de las paredes. Estos obstáculos pueden ser de dos tipos principalmente: inclusiones y microtensiones residuales.

Las inclusiones pueden tomar varias formas. Pueden ser óxidos, sulfuros o similares, encontrándose como impurezas en un metal o aleación. Pueden ser simplemente, huecos o grietas. Desde un punto de vista magnético, una "inclusion" en un dominio, es una región que presenta una magnetización espontánea diferente de la del material que la rodea, o, incluso, ningún tipo de magnetización. Podemos tomar así, más fácilmente, una inclusión solo como una región no magnética. Pues bien, como puede comprenderse, la presencia de tales inclusiones hará que el movimiento libre de las paredes de los dominios pase a encontrar unos ciertos condicionantes.

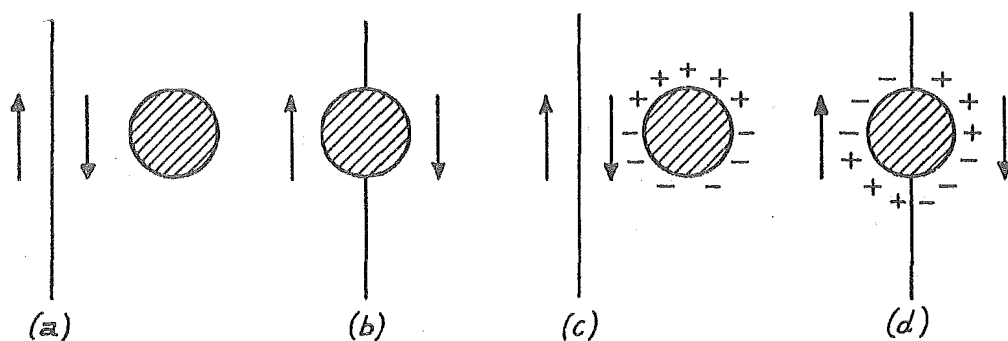


Fig. 10.6.

Una razón por la cual una inclusión puede impedir el movimiento de las paredes es que la dicha pared puede tender a fijarse a una inclusión a fin de disminuir su área y de aquí, la energía que lleva asociada. Así, cuando una pared pasa de encontrarse en una posición separada de una inclusión a otra que pasa por ella, como en el paso de (a) a (b) en la Fig. 10.6, el área de la pared decrece en un valor de πr^2 , para una inclusión esférica de radio r , con lo que la energía de la misma disminuirá en $\pi r^2 \gamma$, siendo γ la energía por unidad de área. Esto no es realmente lo que pudiéramos denominar una ley general ya que, por ejemplo, Néel demostró, en 1.944, que si aparecían polos en una inclusión, esta formaría entonces una gran fuente de energía. Este es el caso representado por (c) y (d) en la Fig. 10.6. Puede demostrarse que la relación entre la energía de pared en (d) y la en (c) vale aproximadamente 140.

Todo lo anterior lleva consigo notorias modificaciones en la curva de magnetización de una muestra, por la dificultad introducida por cualquier inclusión en el movimiento de los dominios. Este tema, es de un considerable interés, merecería un capítulo aparte, que aquí no podemos dedicar.

Las microtensiones residuales pueden proceder de varias causas. Las más señaladas son las dislocaciones de la malla cristalina, la magnetostricción (que estudiaremos más adelante) y las deformaciones plásticas por trabajado en frío. No estudiaremos de qué forma afectan las microtensiones al movimiento de los dominios ya que precisaríamos más espacio del que podemos dedicarle. Solo señalaremos que, igual que ocurría con las inclusiones, la forma del ciclo de histéresis puede quedar alterado, con las siguientes repercusiones en las propiedades de los materiales.

10.4. - ANISOTROPIA MAGNETICA. -

Hasta aquí hemos visto que el valor de la magnetización de saturación era una constante del material y que la forma de llegar a ella dependía de éste. Pero no hemos dicho nada de que también podía depender de la dirección en que se aplicaba el campo. Este hecho se denomina anisotropía magnética y significa así, simplemente, que las propiedades magnéticas de un cuerpo dependen de la dirección en que son medidas.

Existen varios tipos de anisotropía. Las principales son:

1. Anisotropía cristalina.
2. Anisotropía de forma.
3. Anisotropía de esfuerzo mecánico.
4. Anisotropía inducida por
 - a) Templado magnético.
 - b) Deformación plástica.

De éstas, la única intrínseca al material es la cristalina. Todas las demás son extrínsecas o inducidas.

Estudiaremos con algún detenimiento los dos primeros tipos y la producida por templado magnético.

10.4.1. - ANISOTROPIA CRISTALINA. -

Como ejemplo de este tipo de anisotropía veremos lo que ocurre en cristales cúbicos, pudiéndose pasar fácilmente, a cualquier otro tipo de simetría.

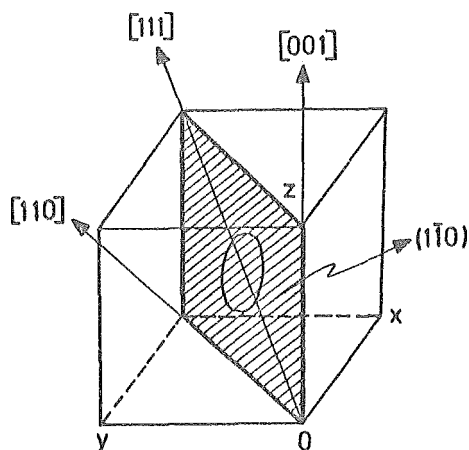
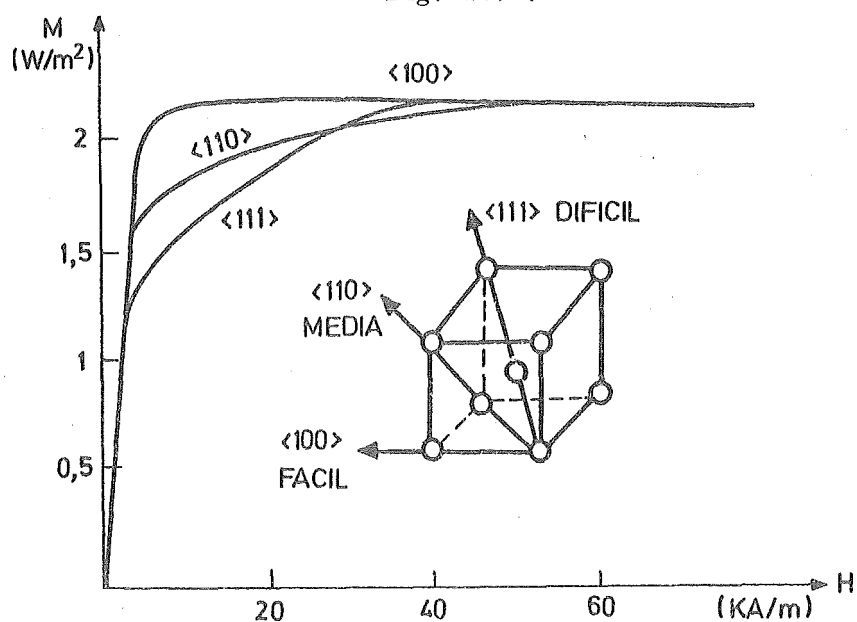


Fig. 10.7.



CURVAS DE MAGNETIZACION PARA MONOCRISTALES DE Fe

Fig. 10.8.1.

Supongamos que en un monocristal se corta una rebanada del mismo con la forma de un disco, paralela a un plano de la forma (110). Esta muestra contendrá así las direcciones $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ y $\langle 111 \rangle$ como diámetros, según puede verse en la Fig. 10.7. para el plano (110). Medidas de curvas de magnetización según estos diámetros, en el plano del disco, darán información de las diferencias entre estas direcciones cristalográficas. Los resultados para el hierro, que contie

una estructura cúbica centrada en el cuerpo, son los mostrados en la Fig. 10.8. Estas medidas muestran que la saturación puede conseguirse con campos relativamente pequeños, del orden de unas cuantas decenas de oerstedes, en la dirección $\langle 100 \rangle$ que por ello se denomina dirección fácil de magnetización. En cambio, para la dirección $\langle 110 \rangle$, son necesarios campos de varios cientos de oerstedes y lo mismo para la $\langle 111 \rangle$. La $\langle 110 \rangle$ se denomina así dirección de magnetización media y la $\langle 111 \rangle$ dura o de magnetización difícil. No indicaremos más aquí acerca de lo que ocurre en otros cristales con diferentes simetrías ya que su interés práctico, de momento, es bastante reducido. No ocurre lo mismo con agregados policristalinos que son los que vamos a encontrar en los materiales de uso común. Pasemos entonces a estudiar estos con un poco de más detalle.

Si los granos que constituyen una muestra policristalina están orientados al azar en el espacio, una circunstancia ésta bastante rara, las anisotropías de los granos individuales se compensarán entre sí con lo que la muestra, como un todo, no presentará anisotropía cristalina. Si por otra parte, los cristales presentan una orientación preferente, llamada también textura, entonces el agregado policristalino mostrará una anisotropía réplica de la de los cristales individuales.

El grado de textura que posee una muestra depende de su forma y de cómo se formó. Así, por ejemplo, un hilo de sección circular, una barra o una varilla posee textura de fibra: cada gramo posee una dirección cristalográfica $\langle u v w \rangle$ paralela, o casi paralela, a una dirección denominada eje de la fibra, que en el caso de un hilo coincide con su eje. Un hilo de hierro, por ejemplo, posee una textura de fibra $\langle 110 \rangle$. Capas evaporadas o electrodepositadas, sobre una superficie plana, poseen también textura de fibra, pero aquí el eje de la fibra es normal a la superficie de deposición.

Las hojas hechas por laminado poseen una textura en la que, en cada grano, un cierto plano $\langle h k l \rangle$ es paralelo a la superficie de la hoja, y una cierta dirección $\langle u v w \rangle$ en ese plano es paralela a la dirección en que fue laminada la hoja. Tales texturas en hoja se describen por el símbolo: $\left\{ \begin{array}{l} \text{plano de laminado} \\ \text{dirección de laminado} \end{array} \right\}$. Así, la denominada "textura en cubo", de algunos metales y aleaciones, es la $\{100\} \cdot \{001\}$.

La textura se diferencia también de acuerdo a cómo han sido formadas durante un tratamiento térmico de recristalización (texturas de recristalización)

o de deformación (texturas de deformación).

La anisotropía cristalina se usa, muy a menudo, en la fabricación de materiales magnéticos introduciendo una textura que sea tal que las direcciones fáciles en la magnetización en todos los granos sean paralelas. El bloque policristalino, como un todo, posee entonces una magnetización fácil. Es posible un cierto control de grano y, en menor nivel, de la orientación deseada en metales y aleaciones formados, mediante los procesos usuales de laminado, trefilado o moldeado. Pero el metalúrgico aún no ha aprendido a fabricar la textura deseada, a su voluntad. Así, por ejemplo, las texturas de deformación y recristalización de un hilo de hierro son las $\langle 110 \rangle$ y resisten muy fuertemente cualquier intento de giro de las direcciones fáciles $\langle 100 \rangle$ para situarlas paralelas al eje del hilo.

Por otra parte, el control de la orientación del eje fácil es relativamente sencillo cuando la operación de manufactura es la sinterización de un agregado de partículas, metálicas o no, consiste simplemente en aplicar un campo magnético suficientemente intenso en la dirección requerida durante la operación de prensado. Cuando las partículas están aun en un aglomerado no rígido, el campo alinea automáticamente a los ejes fáciles entre sí con el campo; la masa ya compacta presenta entonces la orientación adecuada. Una limitación del método es que cada partícula deberá ser un monocristal, si no, no aparecerá alineación.

10.4.2. - ANISOTROPIA DE FORMA. -

Si se toma una muestra policristalina sin orientación preferente en sus granos, la muestra, como un todo, será anisotrópica. Si es esférica en su forma externa, el mismo campo aplicado magnetizará de igual forma cualquier dirección. Pero si es no esférica, será más fácil magnetizarla según un eje mayor que según un eje menor. La razón de esto, que no detallaremos aquí, es que el campo desmagnetizante según un eje menor es mayor que según un eje mayor y por ello, el campo aplicado según un eje menor necesitará ser más intenso para producir el mismo campo en el interior de la muestra. Por ello, simplemente la forma puede ser una fuente de anisotropía magnética. Como ya hemos dicho no detallaremos más este punto ya que precisaríamos de una cierta teoría que no hemos dado aquí.

10.4.3. - ANISOTROPIA INDUCIDA MAGNETICAMENTE. -

Cuando algunos tipos de aleaciones se calientan al mismo tiempo que sobre ellos actúa un campo magnético y a continuación se enfrían a temperatura ambiente, pueden llegar a desarrollar una cierta anisotropía uniaxial permanente, con su eje de fácil magnetización paralelo al campo que actuaba sobre ellos cuando estaban a alta temperatura. Por ello, estos materiales son más blandos magnéticamente según este eje de lo que lo eran antes de su tratamiento. Esta operación recibe el nombre de templado magnético.

El tratamiento térmico consiste, más que en un templado de duración más o menos largo, en un enfriamiento a través de un cierto margen de temperaturas. Este intervalo debe encontrarse por debajo del punto de Curie del material, y normalmente por encima de los 400°C. El campo a aplicar suele ser igual de efectivo, sea alterno o continuo; lo que el campo hace es determinar la dirección del eje fácil más que su sentido. Lo único importante es su intensidad, ya que debe de ser suficiente como para saturar a la muestra durante el templado magnético.

La mayor parte de los desarrollos en torno a este tema se han centrado alrededor de las aleaciones binarias y ternarias del Fe, Co y Ni. Los compuestos que han dado una respuesta más efectiva al templado magnético han sido: Fe + 65-85 % Ni; Co + 30 - 85 % Ni; Fe + 45-60 % Co y las aleaciones ternarias conteniendo 20-60% Ni, 15-35% Fe y Co hasta el 100%.

Un ejemplo típico de templado magnético es que puede apreciarse en la Fig. 10.8.2 de una aleación Fe-Ni denominada 65 Permalloy, y cuya explicación más completa veremos en 11.2. La comparación del ciclo de histéresis de (c) con los de (a) o (b) muestra el drástico efecto a que da lugar este tipo de templado. Puede verse que los lados del ciclo pasan a situarse prácticamente verticales, como podía esperarse para un material con un único eje fácil. De forma análoga, si se mide el ciclo para una dirección paralela al eje difícil, esto es, perpendicularmente al campo de templado, se obtiene el ciclo (d) que es casi lineal. El tipo de ciclo mostrado en (b) será analizado con más detalle en 10.8.3.

10.5. - MAGNETOESTRICCION. -

Cuando una sustancia se somete a un campo magnético, sus dimensiones cambian. Este efecto se denomina Magnetoestricción. Fue descubierto hace bastante tiempo, tanto como que en 1.842, Joule descubrió que una varilla de hie-

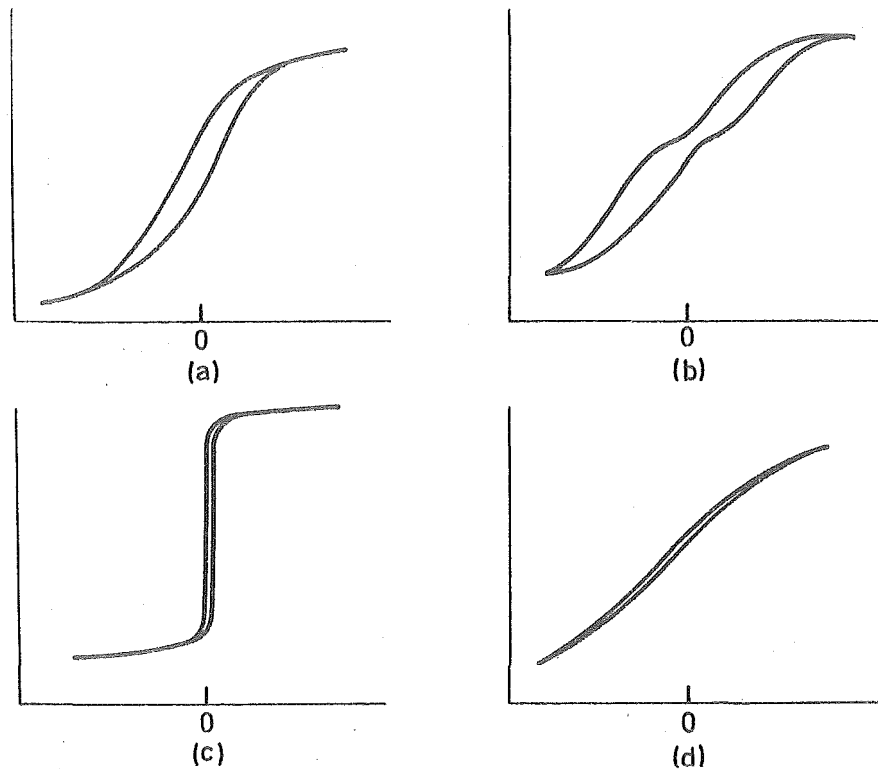


Fig. 10.8.2.

CICLOS DE HISTERESIS de una aleación de 65 Ni 35Fe. (a) templada a 1000°C y enfriada rápidamente; (b) templada a 425°C o enfriada lentamente desde los 1000°C; (c) templada a 1000°C y enfriada en un campo longitudinal; (d) igual que (c) pero con un campo transversal

erro aumentaba su longitud cuando se magnetizaba por un campo débil según su eje principal. El cambio relativo en longitud $\Delta l/l$ se designa por λ :

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (10.2)$$

El valor de λ , medido en la saturación se denomina magnetoestricción de saturación λ_s .

La magnetoestricción ocurre en todas las sustancias puras. Sin embargo, aún para sustancias fuertemente magnéticas, el efecto es pequeño: λ_s es típicamente del orden de 10^{-5} .

Aunque, como hemos dicho, este efecto es pequeño, su inverso origina que propiedades tales como la permeabilidad y el tamaño del ciclo de histéresis dependan de los esfuerzos mecánicos en muchos materiales. La magnetoestricción por ello tiene muchas consecuencias prácticas y a ella se ha dedicado un gran esfuerzo investigador.

El valor de λ_s puede ser positivo, negativo o, en algunas aleaciones, -cero. El valor de λ depende de la magnetización y por ello, del campo aplicado. La Fig. 10.9 muestra cómo varía λ con H para una sustancia con magnetoestricción positiva. Como vimos antes, el proceso de magnetización ocurría por dos mecanismos, desplazamiento y rotación de los dominios; la mayor parte del cambio de longitud ocurre durante la rotación de los dominios.

Entre el estado sin magnetizar y la saturación, el volumen de la muestra permanece prácticamente constante. Esto implica que aparecerá, al mismo tiempo que la longitudinal, una magnetoestricción transversal que, aproximadamente, podemos tomar igual a

$$\lambda_t = - \frac{\lambda}{2} \quad (10.3)$$

Evidentemente, la anisotropía de la muestra, influiría sobre los efectos que obtendremos según apliquemos el campo en una dirección u otra. Así, la λ

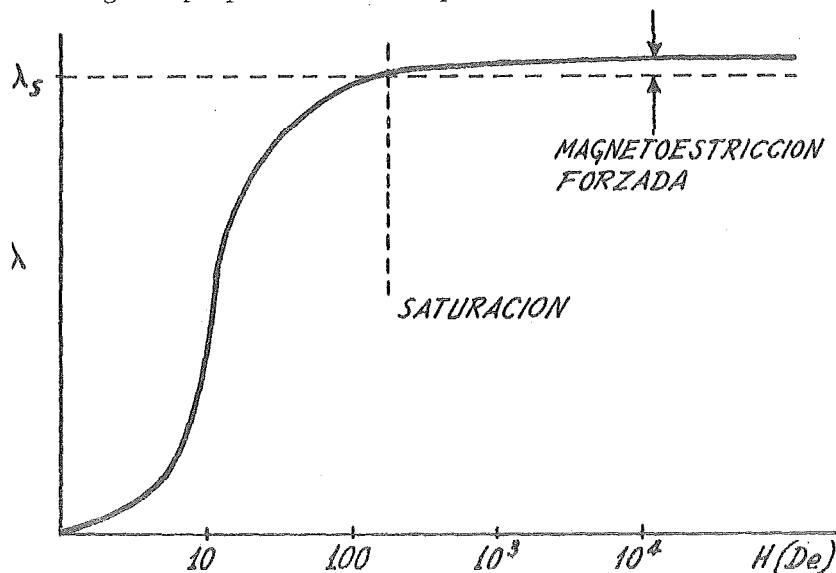


Fig. 10.9.

Fig. 10.10, muestra las curvas experimentales para la magnetoestricción según diferentes direcciones en un cristal de hierro. Este comportamiento, como puede verse, es bastante complejo. Cuando el campo es paralelo a $[100]$ la deformación en esa dirección es una simple dilatación. Cuando el campo es paralelo a la $[100]$, el cristal primero se dilata y luego se contrae. Cuando se hace según la $[111]$, siempre se contrae. La explicación del fenómeno es bastante compleja y no la veremos aquí.

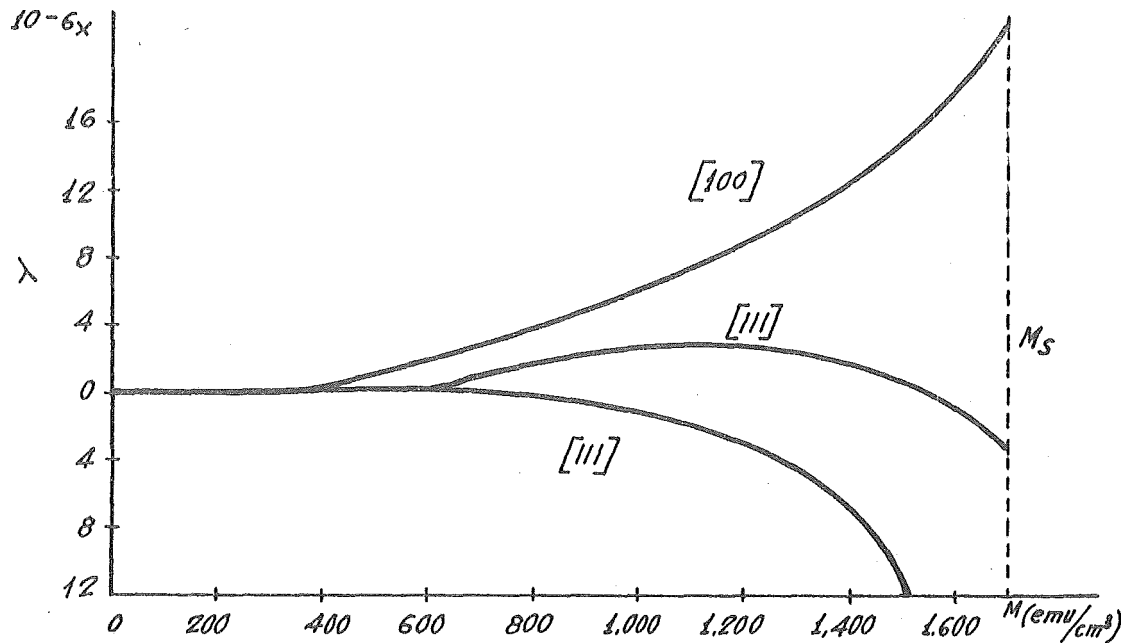


Fig. 10.10.

10.5.1.- MAGNETORRESISTENCIA.-

El efecto magnetorresistivo consiste, esencialmente, en el cambio en la resistencia eléctrica R de una sustancia cuando ésta está sujeta a un determinado campo externo. El valor de $\Delta R/R$ es extremadamente pequeño para la mayor parte de los materiales incluso para altos valores del campo aplicado, pero adquiere valores relativamente altos (del orden del 1%) para sustancias fuertemente magnéticas. Así, la resistencia del níquel aumenta aproximadamente en un 2% y el hierro en un 0,3%, cuando pasan de un estado desmagnetizado a la saturación. Se presenta aquí este efecto debido a su estrecha relación con la magnetoestricción y debido que la medida de la magnetorresistencia, igual que la de la magnetoestricción, puede apreciar la ausencia o presencia de orientaciones preferentes en un estado desmagnetizado.

De igual forma que en la magnetoestricción, aquí las diferencias realmente interesantes son las que se presentan entre el estado sin magnetizar y el saturado en cuanto al valor de R se refiere. No interesan por tanto los cambios que pueden presentarse en R durante la magnetización forzada que aparece después de la saturación. Una medida de la magnetorresistencia se realiza normalmente sobre una muestra en forma de varilla, por la que pasa una corriente i y a la que se aplica un campo H ambos paralelos al eje de aquella. En la ma-

por parte de los casos, el efecto observado es un aumento de la R de un cierto dominio, según decrece el ángulo ϑ entre la corriente i y el vector \underline{M}_s de dicho dominio.

El origen físico de este efecto, igual que el de la magnetoestricción, queda completamente fuera de nuestro estudio actual, por lo que no se verá aquí.

10.6. - PERDIDAS DE ENERGIA POR HISTERESIS. -

Cuando vimos el comportamiento de un material frente a variaciones periódicas del campo aplicado, y que venía representado por su ciclo de histéresis, no hablamos nada de las pérdidas de energía que se podían producir. Estas pérdidas serán las que veamos ahora y son las que nos van a determinar qué material es el más adecuado para cada aplicación. Vamos a demostrar que estas pérdidas son proporcionales al área del ciclo de histéresis.

Para ello veamos el trabajo necesario para llevar un cristal a la saturación que será el trabajo necesario para magnetizar una varilla del material da do por medio de una bobina puesta a su alrededor. Sea l la longitud de esta va rilla, A su sección transversal, y n el número de vueltas de la bobina. Cuando la corriente aumenta en di , la inducción aumenta en dB y el flujo en $d\phi = AdB$. Este cambio en flujo inducirá una fem e en la bobina, por lo que se necesitará un cierto trabajo para sobrepasarla. El trabajo total realizado en este tiempo dt será

$$VdW = ei \, dt \text{ joules} \quad (10.4)$$

donde V es el volumen de la varilla y W el trabajo por unidad de volumen como era

$$e = n \frac{d\phi}{dt} = nA \frac{dB}{dt} \text{ volts} \quad (10.5)$$

y el campo producido por esa corriente era

$$H = \frac{ni}{l} \text{ amp/metro} \quad (10.6)$$

que combinada y recordando que $V = Al$ se obtiene

$$dW = H \, dB \text{ jul/m}^3 \quad (10.7)$$

de donde el trabajo por unidad de volumen para cambiar la inducción de 0 a B es

$$W = \int_0^B H \, dB \text{ jul/m}^3 \quad (10.8)$$

donde H viene en amp/m y B en weber/m² y como era, $B = \mu_0(H+M)$ para un campo H fijo será $dB = \mu_0 \, dM$ y así

$$W = \mu_0 \int_0^M H \, dM \text{ jul/m}^3 \quad (10.9)$$

Así, el trabajo realizado en la magnetización es, simplemente, el área entre la curva M , H y el eje de M , que es la parte rayada en la Fig. 10.11(a).

Continuando el ciclo de histéresis, la disminución del campo H hasta valer 0 devolverá una cierta energía igual al área rayada de la Fig. 10.11(b) al circuito de magnetización. Con ello la energía almacenada en el material cuando ha vuelto al punto M_r será el área rayada en la Fig. 10.11(c).

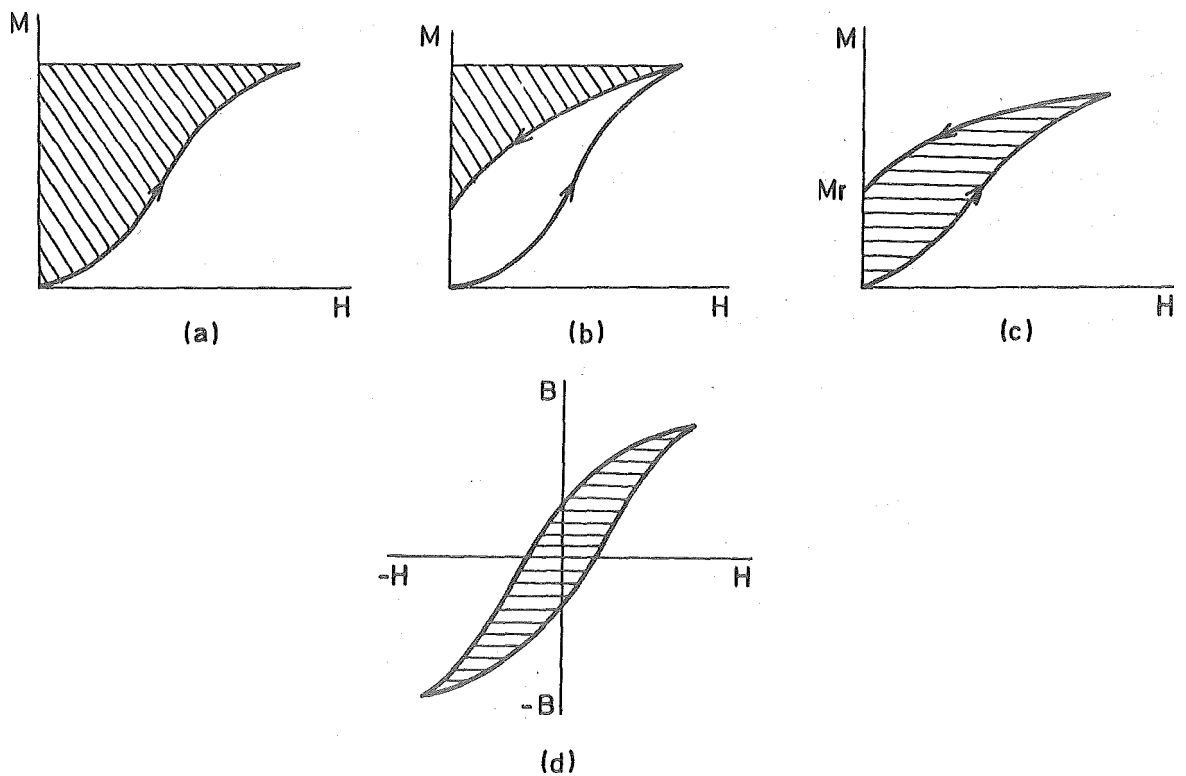


Fig. 10.11.

Cuando el material se le hace recorrer, finalmente, un ciclo completo, la energía total suministrada a la muestra será la pérdida por histéresis W_n , - que es igual a μ_0 veces el área encerrada por el ciclo B-H, mostrado en la Fig. 10.11(d). Esta energía aparece como energía calorífica en la muestra.

10.7. - PERDIDAS DE ENERGIA POR CORRIENTES INDUCIDAS. -

Las corrientes inducidas en un material magnético puede decirse que son, sencillas en principio y complejas en detalle. No veremos aquí los aspectos cuantitativos sino solo los más sencillos de los cualitativos.

Supongamos una varilla de material magnético sobre la que se arrolla un hilo conductor, como en la Fig. 10.12 conectado a través de un interruptor a una fuente de corriente continua. Cuando se cierra dicho interruptor, se establece una corriente i_w por el hilo que crea un campo H_a a lo largo del eje de la varilla y uniforme según una sección transversal de la misma. El campo magnetiza a la varilla y crece la inducción B desde su valor inicial de cero. Por ello, se inducirá una fem \underline{e} en la varilla, que según la ley de Faraday, será proporcional a dB/dt . Cuando la corriente i_w está creciendo, la dirección de \underline{e} es tal que crea unas corrientes inducidas i_{ec} en el camino circular mostrado. La dirección de \underline{e} e i_{ec} se sabe, según la ley de Lenz, que tendrán una dirección tal que la fem inducida se oponga a la causa que la produce. Así \underline{e} e i_{ec} son antiparalelos a i_w , cuando i_w aumenta. De igual forma, el campo H_{ec} debido a las corrientes inducidas es antiparalelo al campo H_a creado por i_w . La magnitud de la fem que actúa en un camino circular de radio r es

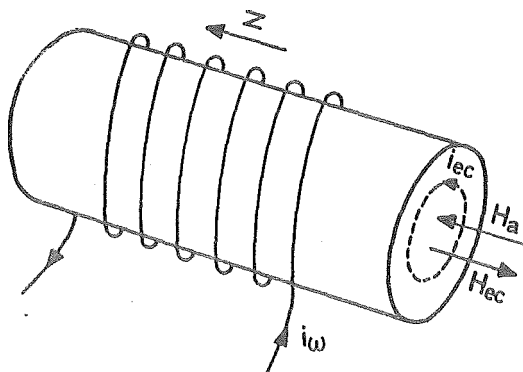


Fig. 10.12.

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} = - A \frac{dB}{dt} \text{ volts.} \quad (10.10)$$

donde $A = \pi r^2$ es la sección transversal de la varilla en el camino tomado (m^2)
 B la inducción (webers/ m^2), Φ el flujo y t el tiempo (seg).

Señalemos ahora los siguientes puntos:

- a) Se inducirá una fem en cualquier material, magnético o no.
- b) Para una dH/dt , la fem inducida será tanto mayor cuanto mayor sea la permeabilidad μ , ya que $e = f(B) = f(\mu H)$. Así el efecto de las corrientes inducidas es mucho más intenso en los materiales magnéticos donde μ puede ser cientos, e incluso miles, de veces superior al de los no magnéticos ($\mu \ll \mu_0$).
- c) Para dB/dt y e dados, las corrientes de pérdidas serán mayores cuanto menores sean los valores de la resistividad ρ del material. En las ferritas, que son prácticamente aislantes, el efecto de estas corrientes está casi ausente.

Si el campo aplicado a la varilla es alterno, circularán corrientes constantemente, con direcciones opuestas en cada medio ciclo, siendo así una fuente continua de calor. Este calor es aprovechado en el calentamiento por alta frecuencia, que veremos en otro punto de la asignatura, pero en el núcleo de un transformador, este calor representa una pérdida de energía por lo que ha de tratarse por todos los medios de eliminarle. Volveremos a este punto más adelante.

10.8. - DIFERENTES FORMAS DEL CICLO DE HISTERESIS. -

Hasta ahora, cuando hemos hablado del ciclo de histéresis, lo hemos hecho de una manera muy general, sin detenernos a entrar en detalles de cuál era su verdadera forma ni si existían modificaciones posibles en el mismo. Hemos visto que había una serie de causas que podían afectarle. Queda entonces precisar cuales son las principales formas que llegará a tomar y cómo se diferencian unas de otras. Así, los ciclos observados en las medidas sobre materiales magnéticos pueden clasificarse en cuatro tipos esenciales:

- a) Ciclos normales
- b) Ciclos rectangulares
- c) Ciclos permivar
- d) Ciclos isoperm

En los siguientes apartados veremos los criterios fundamentales para diferenciarlos, su obtención y sus peculiaridades.

10.8.1.- CICLO DE HISTERESIS NORMAL. -

Es este el más conocido, con la forma de S vista en la Fig. 10.2 y - que se caracteriza por poseer un valor de la inducción remanente del 50-75% del de la saturación. Se presenta en materiales compuestos por un gran número de microcristales orientados al azar, esto es, en policristales isotrópicos en - los que no aparece ninguna dirección preferencial.

Hasta hace no muchos años era el que podía encontrarse en casi todos los materiales magnéticos en uso. Los últimos desarrollos tecnológicos parecen desplazar a este tipo de ciclo por el rectangular.

10.8.2.- CICLO DE HISTERESIS RECTANGULAR O CUADRADO. -

El término ciclo "rectangular" implica un ciclo de histéresis en el cual la relación B_r/B_s está entre 0,8 y 1,0 (Fig. 10.13). Este tipo de ciclos puede aparecer por una gran variedad de causas. Por lo general se deriva de una determinada anisotropía estructural. Así, aparecerá un alto valor de la inducción remanente en la dirección de más fácil magnetización (ver la Fig. 10.8).

En los materiales policristalinos puede ocurrir también la aparición de ciclos rectangulares. Así se han encontrado en policristales de níquel o hierro relaciones de remanencia, B_r/B_s , de valores entre 0,83 y 0,87. Y estos pueden encontrarse para cualquier dirección del material. Así, desde un punto de vista macroscópico, el material es isotrópico. La "cuadratura" del ciclo de histére--sis proviene de la anisotropía de los cristales individuales que componen el po--licristal. Pero esto no podemos convertirlo en regla general ya que en las - muestras policristales normales, como consecuencia de la magnetoestricción - que también estará presente, las tensiones mecánicas que se formarán podrán llegar a disminuir el valor de la relación de remanencia.

El alto valor de la remanencia observado en muchas ferritas y que se relaciona con la cuadratura del ciclo, está también asociado con una alta anisotropía cristalina.

Esta rectangularidad del ciclo de histéresis presentada hasta aquí era de tipo totalmente espontáneo esto es, debida únicamente a causas propias de los cristales. No es la única que puede aparecer. Se puede provocar también

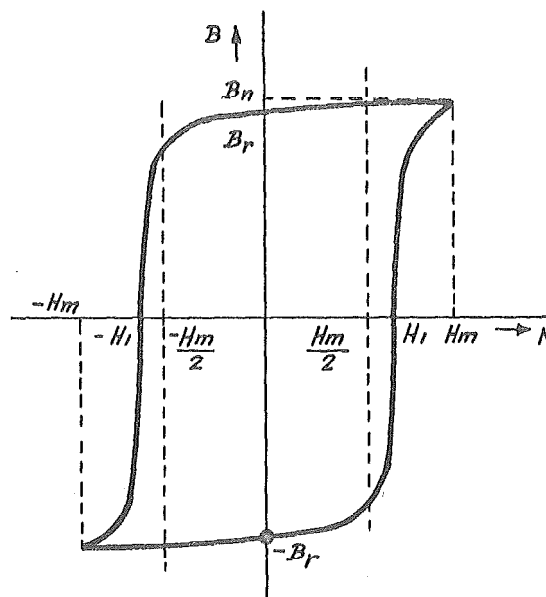


Fig. 10.13.

inducida por causas externas, principalmente, tensiones mecánicas y tratamientos termomagnéticos. En algunos de los casos, sobre todo cuando se han aplicado tensiones mecánicas, al cesar la causa, puede desaparecer el efecto.

10.8.3.- CICLO TIPO PERMINVAR. -

Este tipo de ciclo fue descubierto en 1.921 por Elmen, en un grupo de aleaciones de Fe-Ni-Co. Su forma podía variarse grandemente por tratamiento térmico o por cambios en su composición. Todos estos materiales presentaban una permeabilidad constante para pequeñas intensidades del campo, conjuntamente con unas pérdidas por histéresis muy bajas. Debido a ello se acuñó el nombre Perminvar (permeability invariant: permeabilidad constante.).

Un ciclo tipo Perminvar típico es el mostrado en la Fig. 10.14. Para una intensidad del campo menor que un determinado valor crítico H_c (Fig. 10.14 (a)) el ciclo permanece prácticamente cerrado. Pero a partir de este valor crítico el ciclo se abre, aunque solamente por sus extremos (Fig. 10.14 (b)). En la región central permanece cerrado. Aumentando aun más la intensidad del campo esta constricción del ciclo se empieza a hacer menor y finalmente llega a desaparecer para intensidades altas.

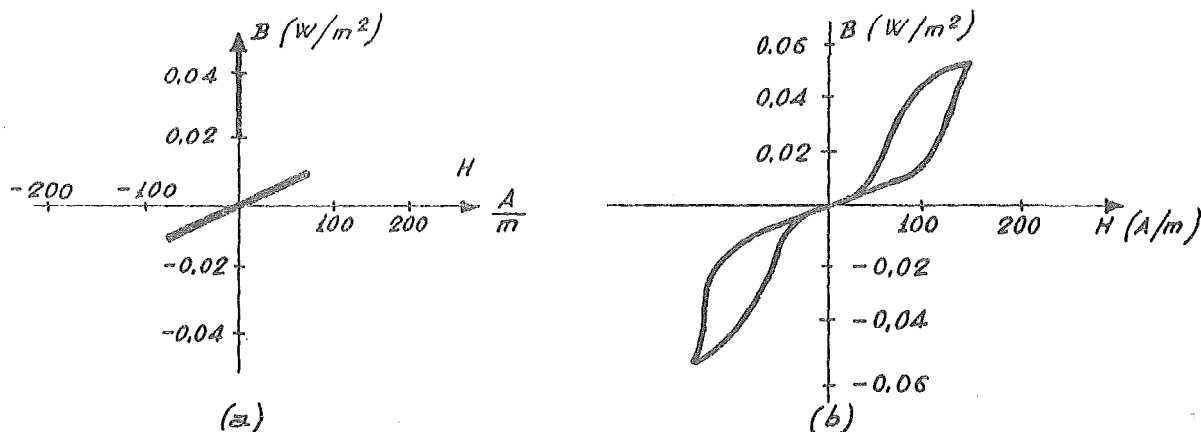


Fig. 10.14.

Ciclo tipo Perminvar de una ferrita Mg-Fe-Co.

La Fig. 10.15 muestra una serie de características adicionales de un Perminvar compuesto de 30% Fe, 25% Co y 45% Ni. Las curvas designadas por (1) corresponden a muestras que habían sido enfriadas rápidamente. Las curvas (2) corresponden, en cambio a especímenes enfriados muy lentamente después de ser horneados a $425^{\circ}C$. Como puede apreciarse, el ciclo de histéresis correspondiente a (2) permanece cerrado hasta campos de un valor de 200 A/m (Fig. 10.15 (a)), abriéndose después para campos más elevados tomando una forma similar a un ala de mariposa (Fig. 10.15 (b)). Debido a ello, la permeabilidad de esta muestra se mantiene constante dentro de un margen relativamente grande de valores del campo subiendo a continuación de una forma brusca (Fig. 10.15 (c)).

La curva 2 de la Fig. 10.15 (b) es típica de todos los Perminvars, aunque por lo general no tan constrictada como en este caso. En una gran cantidad de materiales aparecen una serie de etapas intermedias hasta llegar a la rectangularidad, como por ejemplo en la serie de la Fig. 10.16. En ella se ve, no solamente la influencia del contenido de hierro en la aleación, sino también el efecto de un tratamiento térmico. La serie superior corresponde a materiales con las cuatro composiciones indicadas, y templados a $900^{\circ}C$ mientras que la inferior es para los mismos materiales pero templados a $1000^{\circ}C$.

En el diagrama de la Fig. 10.17 de las aleaciones ternarias Fe-Co-Ni aparece delimitada la región de Perminvar siendo los cuatro materiales mencio

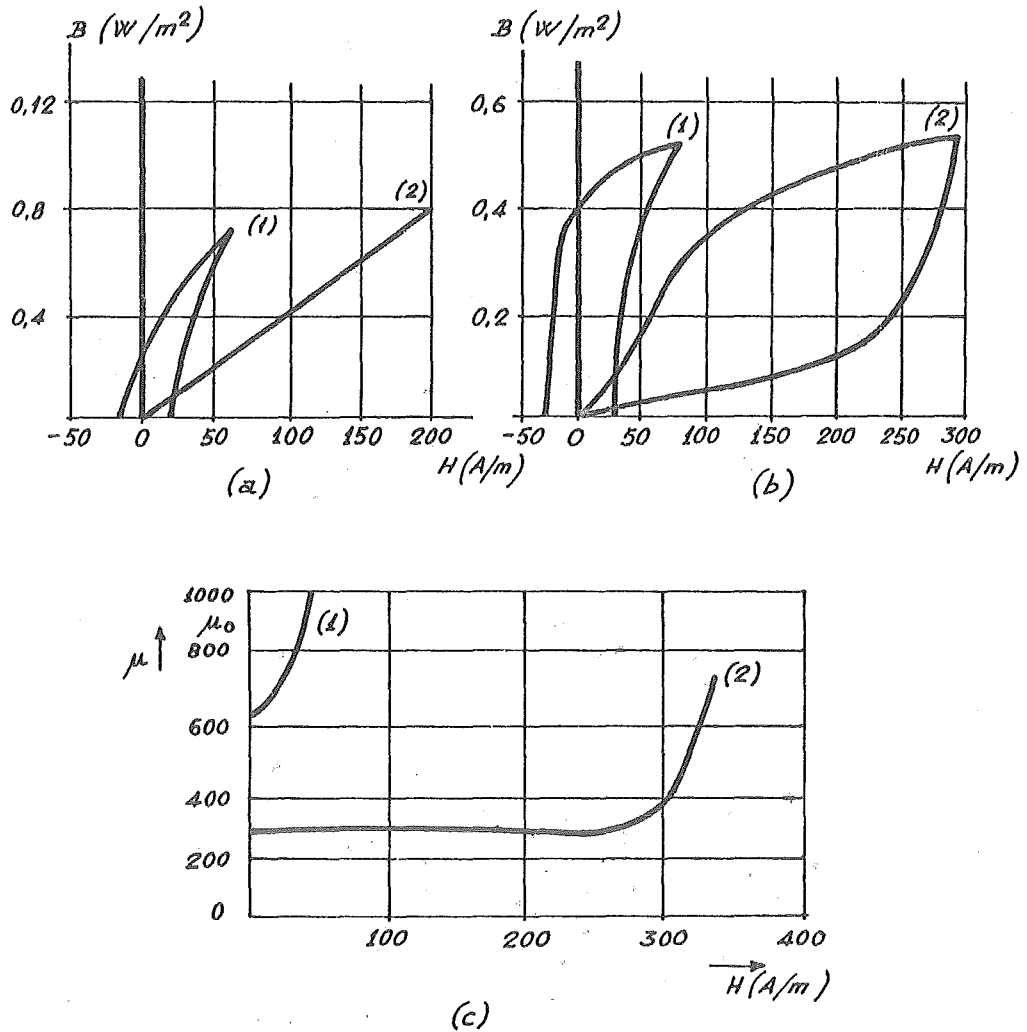


Fig. 10.15.

Perminvar (30%Fe, 25% Co, 45% Ni): (1) muestra enfriada rapidamente; (2) muestra enfriada lentamente. (a) $H_m = 200$ A/m. (b) $H_m = 290$ A/m. (c) permeabilidad.

nados en la Fig. 10.16 los que aquí aparecen con los números 1, 2, 3 y 4. El Perminvar de la Fig. 10.15 es el punto 5 de esta figura. En este diagrama aparecen otras regiones que aparecerán más adelante.

No solamente aparecen ciclos de este tipo, en aleaciones Fe-Co-Ni. En las ferritas puede también presentarse ciclos Perminvar. La mayor parte de

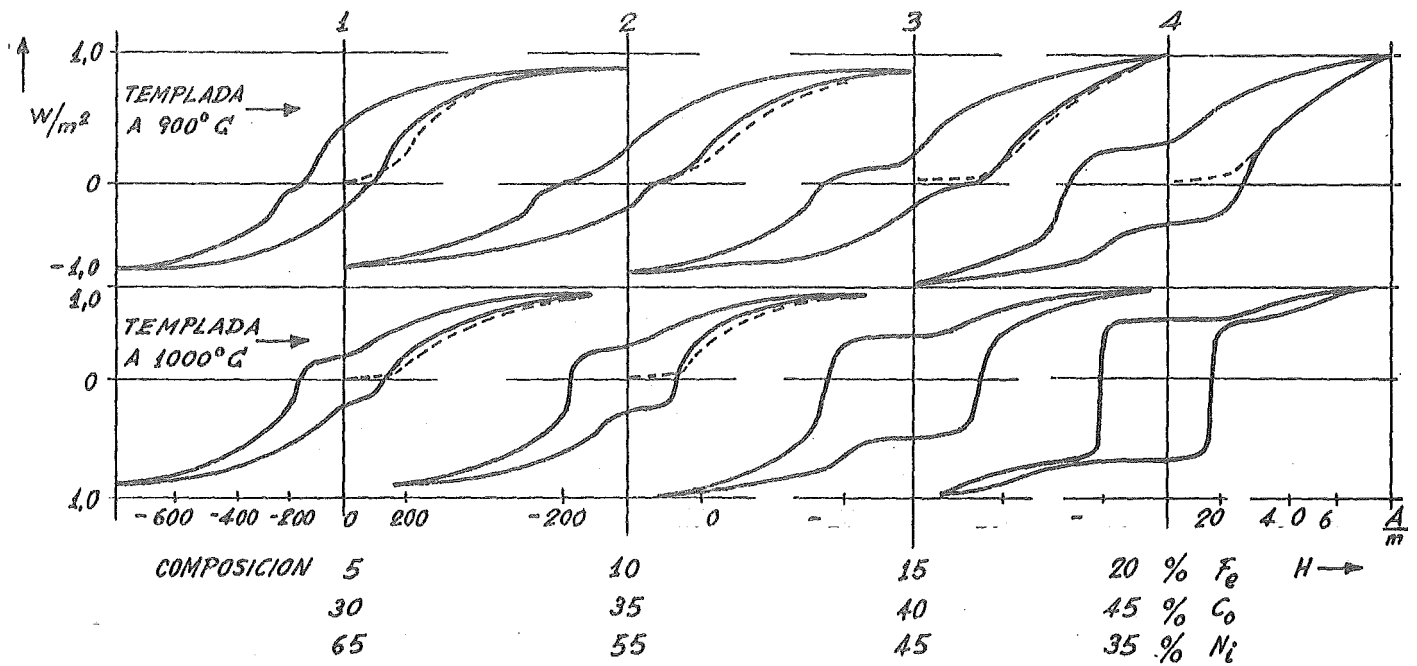


Fig. 10.16.

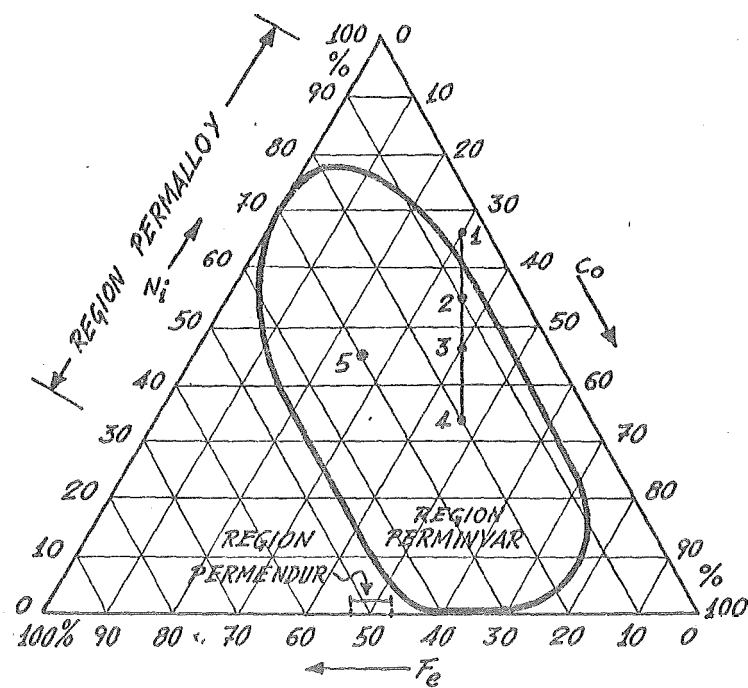


Fig. 10.17.

DIAGRAMA Fe-Co-Ni.

las ferritas Perminvar son ferritas Fe-Mg con una pequeña adición de cobalto. Una composición típica es 65,9% Fe, 3,11% Mg, 0,41% Mn y 0,013% Co. Ve- - mos la alta concentración de hierro. Esto parece ser una característica general. El efecto Perminvar en ferritas ocurre preferentemente en aquellas ricas en hie- rro y favorecidas con cobalto. Las propiedades, en todo caso, son muy simila- res a las vistas en el caso anterior por lo que no las repetiremos para las fe- rritas.

10.8.4. - CICLO TIPO ISOPERM. -

Si una lámina de Fe-Ni con textura cúbica es laminada posteriormente a una recristalización aparece una alteración sorprendente de sus propiedades magnéticas sin que haya habido reorientación en sus cristales. La forma rectan- gular del ciclo de histéresis persiste en la dirección transversal al laminado,

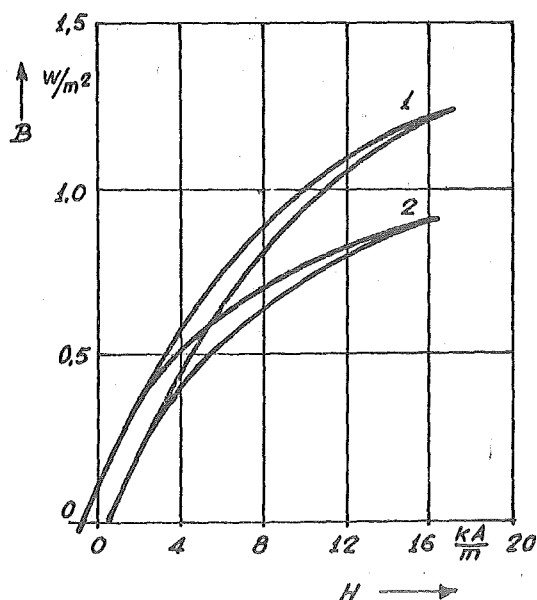


Fig. 10.18.

pero en cambio en la dirección de este aparece un ciclo muy estrecho y alarga- do con una inducción remanente muy pequeña. Este ciclo se denomina ciclo iso- perm, que significa algo similar a perminvar (iso, igual; perm, forma contrai- da de "permeabilidad"). Aquí, como en el perminvar, la permeabilidad varía - muy poco al aumentar el campo, aunque aquí sea por razones diferentes al caso anterior. Como regla general, un ciclo se considera isoperm cuando la relación de remanencia, B_r/B_m , es apreciablemente menor de 0,5 y, al mismo tiempo,

el ciclo es alargado y sin constricciones o estrangulamientos.

Dos ciclos típicos son los mostrados en la Fig. 10.18. El designado con (1) es un isoperm obtenido por precipitación de Fe-Ni-Al, mientras que el (2) es un Isoperm formado por una aleación con textura, de 60% de Fe y 40%Ni.

Los descubridores del efecto Isoperm, Dahl y Pfaffenberger, explicaron el mismo como un efecto de anisotropía en el cual la dirección de fácil magnetización es perpendicular a la dirección de la medida. Si la dirección del campo es normal a aquella en la cual se observan ciclos Isoperm, se obtendrían ciclos rectangulares.

Igual que los ciclos Perminvar, los Isoperm pueden encontrarse también en ferritas, normalmente es las de Mn-Zn de alta permeabilidad. La Fig. 10.19.

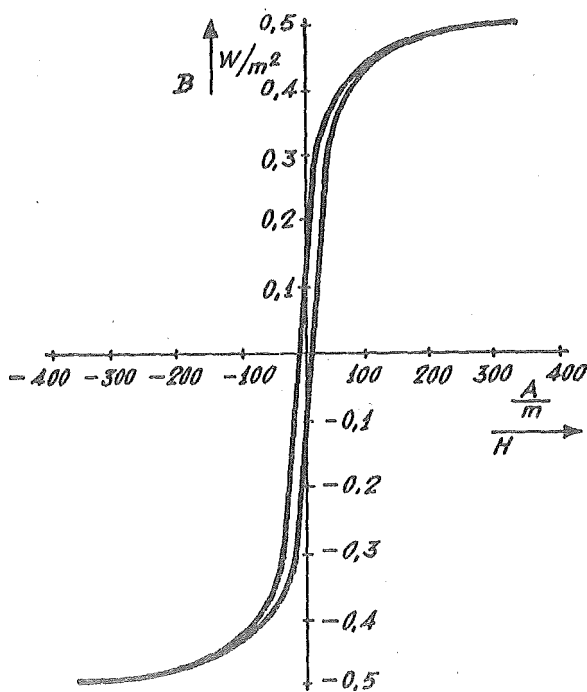


Fig. 10.19.

muestra el ciclo de histéresis de una ferrita de Mn-Zn con $\mu_i = 2700 \mu_0$, medida a 50 Hz. Estos altos valores de la permeabilidad no son nada extraños y pueden ser obtenidos sin dificultad. Estas cantidades son una de las características que más separan las ferritas Isoperm de los metales con ciclos Isoperm, como los vistos al principio de este apartado, en los cuales lo normal eran va-

lores de la permeabilidad de alrededor de $100 \mu_0$. Además de esto, las ferritas Isoperm son totalmente isótropas, mientras que los Isoperm metálicos presentan, según hemos visto, una determinada anisotropía.

De igual forma que los ciclos Perminvar, los ciclos Isoperm de ferritas de alta permeabilidad Mn-Zn, pueden encontrarse solo dentro de un cierto margen de temperaturas. (Fig. 10.20). Para temperaturas mayores o menores, vuelven a convertirse en ciclos normales o en ciclos rectangulares.

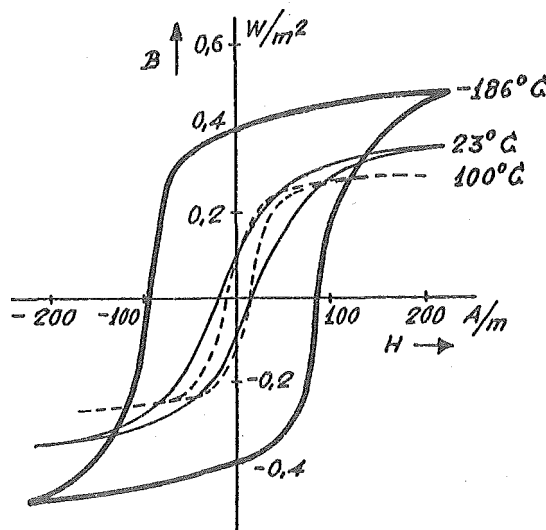


Fig. 10.20.

10.8.5. - CICLO DE RAYLEIGH. -

Aunque este tipo de ciclo no constituye realmente uno diferente en su totalidad a los anteriores, por su relativo interés lo presentamos como colofón de los diferentes tipos de ciclos de histéresis.

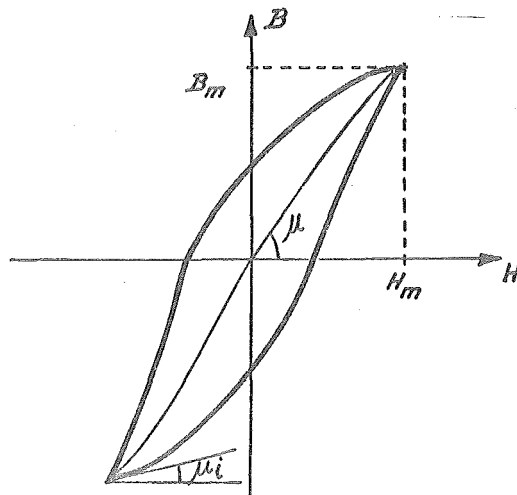


Fig. 10.21.

El ciclo denominado de Rayleigh es el representado en la Fig. 10.21 y es el que aparece en un material magnético para pequeñas intensidades del campo, esto es, es un ciclo de histéresis menor como el presentado en la Fig. 10.2. Su ventaja sobre el resto de los otros ciclos es que puede ser descrito por una sencilla ecuación matemática. Esta ecuación toma la forma

$$B = (\mu_i + 2 \nu H_m)H - \nu (H_m^2 - H^2) \quad (10.11)$$

donde B es la inducción, H el campo magnético, H_m su valor de pico, μ_i la permeabilidad inicial, y ν la constante de Rayleigh. El signo de suma del segundo término se aplica a la rama de subida y el menos a la de bajada. Si se aplica (10.11) para $H = H_m$, pasa a ser

$$B = \mu_i H + 2 \nu H^2 \quad (10.12)$$

ó

$$\frac{B}{H} = \mu = \mu_i + 2 \nu H \quad (10.13)$$

Esta última ecuación se conoce como ley de Rayleigh, y establece el que la permeabilidad crece linealmente con el campo para pequeñas intensidades de éste.

El margen de validez de esta ley se extiende a algunos valores de H que dependen del material, pero que siempre están por debajo del campo coercitivo.

Acabemos, un poco como aplicación de los visto en anteriores apartados, calculando las pérdidas por histéresis en la región de Rayleigh que como ya sabemos se hará mediante integración sobre el ciclo de Rayleigh. Para $1m^3$ y para un solo ciclo tendremos

$$W_R = \oint H dB = \frac{8}{3} \nu H_m^3 \quad (10.14)$$

por lo que para un volumen V y una frecuencia f, se tendrá:

$$W_R = \frac{8}{3} \nu f V H_m^3 \text{ jul/m}^3 \quad (10.15)$$

10.8.6. - APLICACIONES PRACTICAS DE LAS DIFERENTES PARTES DEL CICLO DE HISTERESIS. -

Según hemos visto hasta aquí, cuando se magnetiza un cuerpo, de acuerdo con la intensidad del campo aplicado aparecen una serie de procesos. Pues

bien, a fin de aprovecharlos adecuadamente es de importancia vital, debido a los mecanismos de pérdidas que se han presentado, saber si los mismos son reversibles o irreversibles. En función de ello, en cada campo de aplicación son deseados diferentes tipos de ciclos e incluso, en algunos casos, solo determinada parte de un ciclo. Esto queda mostrado en la Fig. 10.22. En ella pueden apreciarse las diferentes porciones de los ciclos de histéresis usados en cada aplicación y los tamaños relativos de los mismos. Pueden verse así los siguientes tipos de aplicaciones:

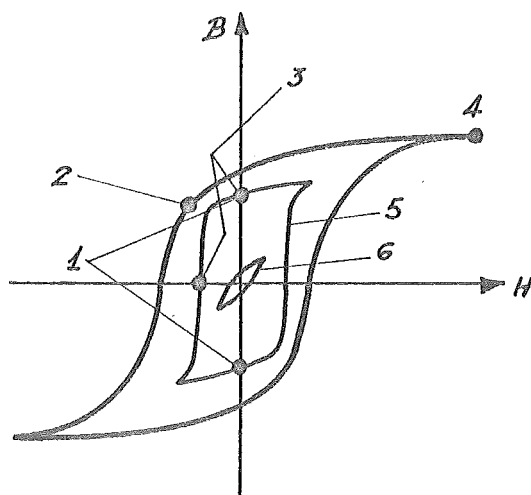


Fig. 10.22.

Aplicaciones del ciclo de histéresis. 1: núcleo de memoria, 2: imanes permanentes, 3: relés, 4: microondas, 5: transformadores de potencia, 6: núcleos para comunicaciones.

1.- Núcleos usados en comunicaciones, en filtros o como carga inductiva de cables. Trabajan para pequeñas intensidades del campo de pocos A/m, por lo que se encuentran en ciclos de Rayleigh, en los que las pérdidas son pequeñas y la permeabilidad inicial alta. La estabilidad y el coeficiente de temperatura son además importantes para la elección del núcleo. (Fig. 10.22 (6)).

2.- Transformadores para altas frecuencias y frecuencias de radio, así como transformadores de potencia. Trabajan en un ciclo interno que es mayor que uno de Rayleigh y lleva consigo algún tipo de proceso irreversible. (Fig. 10.22.(5)). El ciclo suele llegar hasta el comienzo del codo, pero poco más. Sus principales requisitos son pequeñas pérdidas por histéresis o por corrientes inducidas y una alta permeabilidad en la mayor parte de la amplitud del campo

3.- Núcleos para memorias o conmutación. Emplean también el núcleo interno del punto anterior (Fig. 10.22 (1)). Según veremos brevemente en un punto posterior, los núcleos para memorias no son recorridos cíclicamente, sino que se emplean cortos pulsos de corriente para situarle en uno u otro de los dos puntos de remanencia (ver fig. 10.22 (1)). Debido a ello son preferidos los ciclos de forma rectangular.

4.- Materiales usados para la construcción de relés. Trabajan sobre ciclos de histéresis de forma alargada. Los puntos importantes de los mismos son los valores de H_c y B_r (Fig. 10.2). H_c deberá ser tan pequeño como sea posible y B_s tan alta como sea posible.

5.- Imanes permanentes. Operan, por lo general, en un punto de trabajo del segundo cuadrante del ciclo de histéresis. Debido a que es muy difícil mantener este punto de trabajo estable, si se encuentra en el ciclo principal, ha de llevarse a un ciclo interno (Fig. 10.22 (2)) que se aproxime al límite lo más posible. Según veremos, el punto de trabajo se elegirá de manera que el producto BH sea máximo.

6.- Muchas de las aplicaciones de las ferritas en microondas están relacionadas con la excitación de algunas resonancias de las mismas. Y éstas están producidas por la aplicación simultánea de un campo constante y otro de muy alta frecuencia sobre una barra de ferrita. En este procedimiento la ferrita se situa muy cerca de la saturación (Fig. 10.22 (4)).

Existen métodos de diseño que optimizan cada uno de los seis casos anteriores. En el capítulo siguiente veremos algunos de esos puntos.

11. MATERIALES MAGNETICOS BLANDOS

En este capítulo y el siguiente examinaremos las principales aplicaciones de los materiales magnéticos, los requisitos que estas aplicaciones imponen sobre los materiales y finalmente, a los propios materiales. Toda la gran variedad de materiales magnéticos puede dividirse bastante netamente en dos grupos que ya mencionamos al principio del capítulo anterior; los magnéticamente blandos (fáciles para magnetizar o desmagnetizar) y los magnéticamente duros (difíciles de magnetizar y desmagnetizar). La característica diferencial del primer grupo es el alto valor de su permeabilidad mientras que la del segundo es el alto valor de su campo coercitivo.

Desde un punto de vista de producción global de ambos tipos de materiales puede decirse que la industria está dividida aproximadamente en partes iguales. Así, según estadísticas del año 1.968, la producción en Estados Unidos estaba dividida de la siguiente forma: 49% para los materiales blandos y 51% para los duros. Estos datos se han mantenido, muy similares, hasta la fecha.

En el estudio que vamos a realizar no veremos los fenómenos magnéticos que aparecen en aquellas partes de un equipo, como transformadores, generadores o motores, que constituyen de por sí, una asignatura completa. Solamente nos limitaremos a reseñar los materiales empleados en cada caso, dando una pequeña justificación de su comportamiento. En aquellos casos donde se estime conveniente, como es en el estudio de los núcleos para memorias magnéticas, se incluirá una breve introducción al tema.

En la tabla 11.1, como resumen de esta introducción, pueden verse los diferentes tipos de materiales magnéticos de una forma esquemática.

TABLA 11.1.

DIVISION DE LOS MATERIALES MAGNETICOS

MATERIALES MAGNETICOS BLANDOS	Aceros eléctricos Ferritas blandas Aleaciones hierro-niquel	
MATERIALES MAGNETICOS DUROS	Materiales para registros magnéticos	Cintas Discos y tambores
	Imanes permanentes	

11.1. - ACEROS ELECTRICOS. -

Tradicionalmente, los "aceros eléctricos" forman el núcleo magnético de la mayor parte de los transformadores, generadores y motores. Estos núcleos se encuentran sujetos a campos magnéticos alternos y/o rotatorios por lo que es primordial el minimizar las pérdidas de energía por ciclo y, a continuación, conseguir altos valores de la permeabilidad.

Tres son los tipos de materiales usados para estas aplicaciones:

(1) acero con pequeño contenido de carbono, (2) acero-silicio sin orientar, y (3) acero-silicio de grano orientado. La calidad magnética y el precio aumentan en este mismo orden.

Y antes de examinar estos tres tipos, es necesario hacer algunos comentarios respecto a la textura (orientación preferente). Este tema fue ya introducido en el apartado 10.4.1. y allí vimos que la textura adecuada podía aparecer en muestras policristalinas que poseyesen un eje fácil de magnetización. En un cristal de hierro o de hierro-silicio el eje fácil era el $\langle 100 \rangle$ y el difícil el $\langle 111 \rangle$. Cuando se pretenden realizar las láminas que constituirán el núcleo de un transformador el material puede situarse de forma que la dirección de laminado de las láminas sea paralela a la dirección de magnetización. La textura deseada es así la $\{h k l\} \langle 100 \rangle$, lo que hace que la dirección fácil sea paralela al campo con un incremento en la permeabilidad y una disminución en las pérdidas. Este tipo de textura constituye el material denominado de "grano orientado".

En núcleos para máquinas rotatorias, por otra parte, el campo se encuentra en el plano de la lámina, pero el ángulo entre el campo y la dirección de laminado es variable. Por ello no tiene sentido tener a la dirección fácil en la dirección de laminado. Una textura satisfactoria podría ser la $\{100\} \langle u v w \rangle$ que mantiene a la dirección difícil $\langle 111 \rangle$ hacia afuera del plano de la lámina. Una textura de fibra $\langle 100 \rangle$ sería aún mejor, esto es, una textura en la que todos los granos tuvieran una dirección $\langle 100 \rangle$ normal a la superficie de la lámina y todas las posibles posiciones rotacionales en torno a esta normal, debido a que la lámina entonces sería isotrópica en su propio plano.

Los aceros eléctricos para núcleos deben encontrarse en un estado totalmente recristalizado. Pero existen dos tipos de recristalización: primaria y secundaria, que luego distinguiremos. Es suficiente hacer notar aquí que las

texturas más deseables se han obtenido por una recristalización secundaria que lleva consigo temperaturas de templado mucho más altas.

Y una vez vistos estos preliminares pasemos a los materiales en sí.

11.1.1. - ACERO DE BAJO CONTENIDO EN CARBONO. -

Este material fue el primero que se empleó para transformadores, motores y generadores, pero hoy en día solamente se usa como núcleo de motores pequeños. Su precio es el más bajo de todos los empleados y su producción es en grandes toneladas, de las que solo el 1% se dedica a motores.

El contenido de carbono es del orden del 0,05%. Las pérdidas que se producen en el núcleo son unas 10 veces mayores que en uno de grano orientado. Pero estas pérdidas son de poca importancia para los pequeños motores donde lo que importa es el bajo costo más que la eficiencia.

La recristalización normal (primaria) da lugar una textura en la lámina de acero bastante compleja y magnéticamente poco atractiva. Algunos fabricantes se encuentran en la actualidad estudiando la forma de mejorar esta textura, no para rebajar las pérdidas sino para aumentar la permeabilidad.

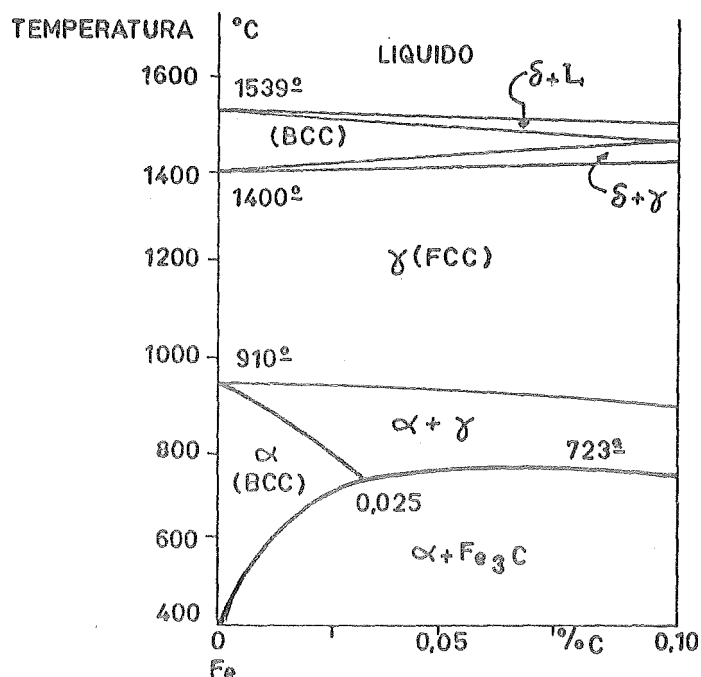


Fig. 11.1.

PORCION DEL DIAGRAMA Fe-C.

Y este incremento en la permeabilidad podría obtenerse probablemente de forma más barata mejorando la textura que por la adición de elementos a la mezcla, siempre a condición de que se encontrase la combinación adecuada de laminado y tratamiento térmico para conseguir la textura deseada. Una dificultad es el hecho de que las altas temperaturas de templado, que podrían producir una textura en una segunda recristalización favorable, son excluidas debido a la transformación de fase $\alpha \rightarrow \gamma$. Esta ocurre a los 910° para el hierro puro y para temperaturas inferiores según aumenta el contenido de carbón, según puede verse en la Fig. 11.1. Si el acero se recristaliza en la región γ , cada grano se transforma en varios granos α con orientaciones diferentes al enfriar a temperatura ambiente. Las orientaciones de los granos tenderán por ello a ser aleatorias y la textura formada por la recristalización a alta temperatura sería eliminada. Cuanto menor sea el contenido de carbono, más se acercaría la temperatura de Templado a los 910°C, pero una operación de eliminación de carbono, para permitir mayores temperaturas añade costo al producto.

Las láminas de acero de bajo contenido en carbón tienen otra aplicación aparte de la relativa a magnetizaciones de motores, y es la de servir de núcleo a electroimanes. El requisito esencial aquí será una alta permeabilidad a un costo reducido. Ello es debido al gran tamaño de algunos electroimanes como aquellos empleados en sincrotrones, aceleradores lineales y otras máquinas usadas en la Física de partículas cuyo peso puede ser de varias toneladas.

Este tipo de acero posee una permeabilidad máxima de entre 5000 y 10000 y puede, con toda justicia, llamarse hierro impurificado. Mediante tratamientos de purificado en el laboratorio pueden alcanzarse considerables mejoras en el valor de la permeabilidad. Así se han llegado a conseguir valores de la misma del orden de 10^6 . A pesar de ello, este hierro "puro" no es importancia comercial por dos motivos. El primero es su elevado coste y el segundo el pequeño valor de la resistividad lo que hace que las corrientes inducidas pueden llegar a ser muy altas.

11.1.2. - ACERO CON SILICIO. NO ORIENTADO. -

Este acero fue desarrollado en 1900 por el metalúrgico inglés Robert Hadfield y pronto pasó a ser el preferido para transformadores, motores y generadores.

La adición de silicio al hierro altera profundamente los cambios de fase

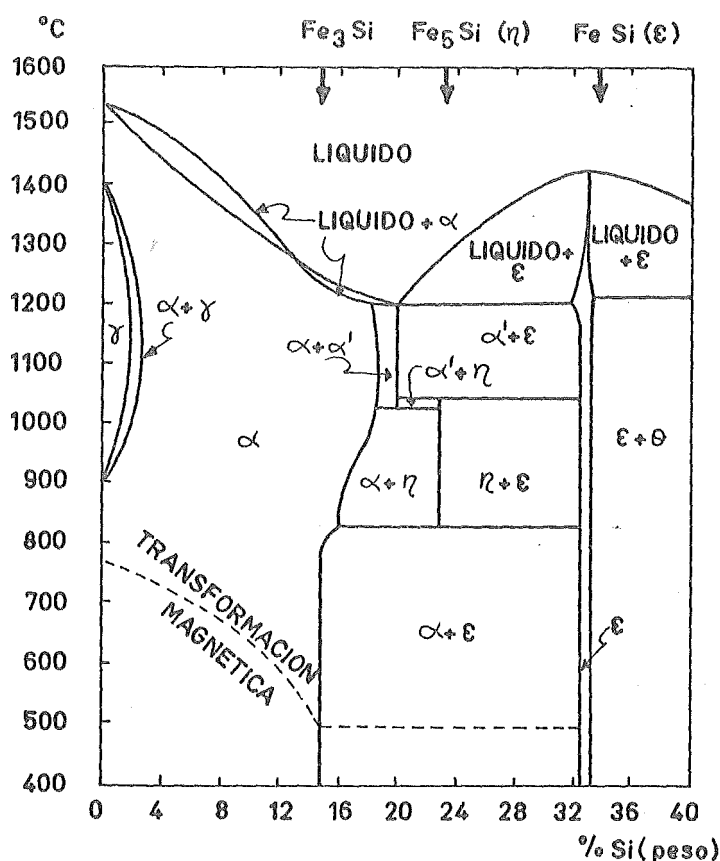


Fig. 11.2.

PORCION DEL DIAGRAMA Fe-Si.

según puede verse en la Fig. 11.2. La temperatura de la transformación $\alpha \rightarrow \gamma$ se eleva mientras que la de la $\gamma \rightarrow \delta$ disminuye hasta que las se encuentran para aproximadamente un 2,5% Si, formando un "ciclo gamma". El resultado es que una aleación que contenga, por ejemplo, un 3% de Si es cúbica centrada en el cuerpo hasta llegar al punto de fusión. Esto, a su vez, implica que, (1) una aleación de ese tipo puede recrystalizarse a temperaturas bastante altas sin interferencias de cambios de fase al enfriarse, y (2) monocristales de esta aleación podrán ser realizadas, para fines de investigación, simplemente por solidificación lenta a partir del líquido. (Esto no puede realizarse con hierro puro. Si un monocristal de hierro δ se forma a partir de una fase líquida, estaría compuesto de varios tipos de cristales después de haber realizado las transformaciones $\delta \rightarrow \gamma$ y $\gamma \rightarrow \alpha$ hasta enfriarse a la temperatura ambiente). La solución sólida α de silicio en hierro se denomina a menudo ferrita de silicio por los metalúrgicos.

Los anteriores razonamientos se aplican solamente a aleaciones. Fe-Si

puras. La presencia de carbono ensancha la región ($\alpha + \gamma$) y solamente un 0,06% de C es bastante para desplazar el ciclo gamma hasta cerca del 6% de Si. De hecho, el contenido en carbono del acero de silicio varía entre el 0,03% (no orientado) y algo menos de 0,01% (orientado), y aun podría reducirse más si el proceso fuera rentable económicamente. El contenido de carbono de los modernos aceros de silicio es tan extremadamente bajo que de hecho el nombre de acero viene dado unicamente debido a que fabrican en lugares idénticos a los de fabricación de los verdaderos aceros. Por ello suelen denominarse más comúnmente aleaciones Fe-Si.

La adición de Si al Fe tiene los siguientes efectos beneficiosos sobre las propiedades magnéticas:

1.- La resistividad eléctrica aumenta, dando lugar a una reducción en las corrientes inducidas y, por ello, de las pérdidas.

2.- La anisotropía cristalina disminuye, dando lugar a un incremento en la permeabilidad.

En la parte de desventajas, añadir silicio conduce a una disminución de la inducción de saturación y a que la aleación sea tan quebradiza que resulta difícil su laminado, cuando el contenido de Si es superior al 5%. La Fig. 11.3. muestra el efecto del silicio sobre estas propiedades.

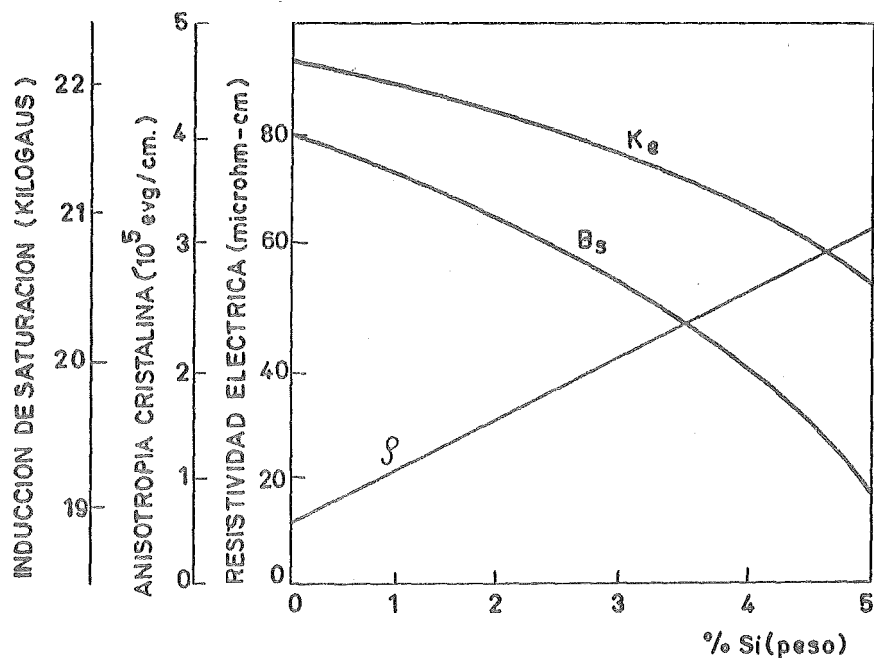


Fig. 11.3.

Variación de la resistividad eléctrica (ρ), de la inducción de saturación (B_s) y de la constante de anisotropía cristalina (K_e) de una aleación Fe-Si.

Como final diremos, muy brevemente, que las láminas de acero de silicio se realiza por laminado en caliente hasta casi el espesor final, bañando ligeramente en ácido para eliminar la superficie oxidada, laminando a continuación en frío para mejorar la planicidad y, finalmente, sumergiéndolo en un baño de templado.

11.1.3. - ACERO DE SILICIO, DE GRANO ORIENTADO. -

Este material fue desarrollado por el metalúrgico americano Norman Goss en 1.933. Descubrió que un laminado en frío con templados intermedios, más un templado final a alta temperatura, daba lugar a láminas con propiedades magnéticas muchos mejores en la dirección de laminado, que la lámina obtenida por laminado en caliente. Esta mejora se debía a una textura favorable magnéticamente originada por una recristalización secundaria durante el templado a alta temperatura. Las láminas de grano orientado pasaron a ser explotadas comercialmente alrededor de 1.945 y desde entonces sus propiedades se han ido mejorando continuamente.

La recristalización secundaria es totalmente diferente de la primaria. La recristalización primaria aparece cuando un metal trabajado en frío se calienta a una temperatura en la cual pueden nuclear nuevos granos libres de tensiones y crecer, a continuación, por todo el material. Es por ello una recristalización verdadera. La recristalización secundaria, por otra parte, es un tipo particular de crecimiento de granos que, a veces, se denomina crecimiento discontinuo, exagerado o anormal. Aparece en algunos materiales, no en todos, cuando (a) el crecimiento normal de granos se impide y (b) el material se temple, usualmente durante un largo tiempo, a una temperatura muy superior a la que se requiere en la recristalización primaria. El resultado es un crecimiento preferencial de unos pocos granos a costa de los demás, dando lugar a un grano extremadamente grande. Estos dejan de ser microscópicos en su tamaño, llegando a tomar diámetros de varios milímetros que pueden verse a simple vista.

Se han llegado a identificar dos tipos de impedimentos para el crecimiento normal de los granos y que son necesarios para la recristalización secundaria:

1. Una textura de recristalización primaria de forma granular y aguda, que puede producirse en algunos materiales por laminado en frío. La fuerza mo

triz para el crecimiento de los granos es la energía superficial de los contornos de los mismos. Si la textura primaria es granular, entonces, los granos adyacentes tienen aproximadamente la misma orientación y el contorno entre ellos posee una energía superficial pequeña.

2. Una cantidad pequeña, aunque crítica, de una fase dispersa entre los granos. Estas partículas impedirán el movimiento de los contornos de estos granos.

El hecho de interés aquí referente a la segunda recristalización es que su textura es, usualmente, muy distinta de la de la primera recristalización. En acero de silicio la textura primaria es débil y compleja, mientras que la secundaria es una textura prácticamente única: la $\{110\}\langle 100 \rangle$. Esta textura es la mostrada en la Fig. 11.4. En (a) se muestra la proyección estereográfica de las direcciones principales de una célula unidad, con el plano de la lámina tomado como plano de proyección; el plano (011) es paralelo a la superficie de la lámina y la dirección $[100]$ paralela a la dirección de laminado. El dibujo que aparece en (b) de la orientación de la célula unidad de cada grano con respecto a la lámina, muestra porqué esta textura se denomina de "cubo" sobre una arista. La figura polar $\{100\}$ esquemática mostrada en (c) muestra donde se concentran las direcciones $\langle 100 \rangle$ para un número muy alto de granos en una lámina policristalina; la textura estará tanto más orientada, esto es diferirá menos de la sin dispersión ideal de (a), cuanto menores sean las áreas de las regiones de alta densidad de la figura polar. Las figuras polares son el resultado de medidas de difracción por rayos X y constituyen la descripción más exacta de una textura.

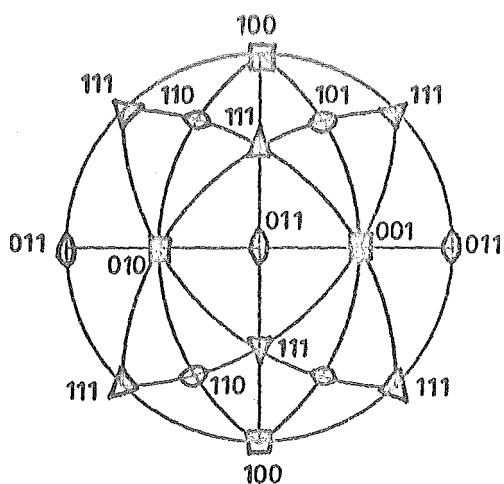
Esta textura de "cubo sobre una arista" de un acero de silicio parece se debe a pequeñas partículas de SMn, que impiden el crecimiento normal de los granos. Las etapas reales de laminado, templado y control de la atmósfera requeridas para una fabricación con éxito son, en su gran parte, secreto industrial. Lo único que se conoce se debe a Graham que, después de un largo estudio de lo que aparece en las patentes de cada firma, llegó a las conclusiones siguientes del proceso global:

1. Se parte de un acero que contiene, como ingrediente principales, alrededor de un 3,2% de Si, 0,03% de C, 0,06 a 0,1% de Mn y 0,02% de S.

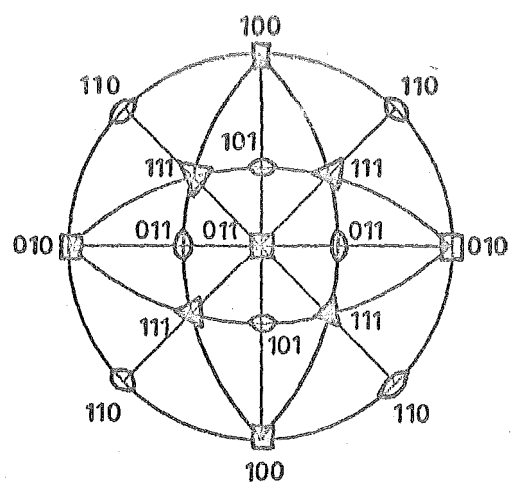
2. Se lamina en caliente el lingote a unos 1300°C hasta un espesor de entre 0,15 y 0,25 cm.

3. Se elimina el óxido por baño en ácido.

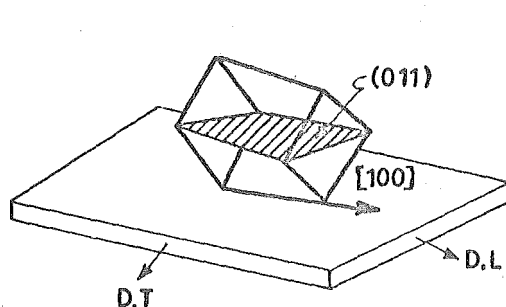
4. Se lamina en frío hasta un espesor final de 0,025 a 0,035 cm en dos etapas aproximadamente iguales, con un templado intermedio a una temperatura entre 800°C y 1000°C a fin de ablandar la lámina lo suficiente para la segunda etapa de laminado en frío.



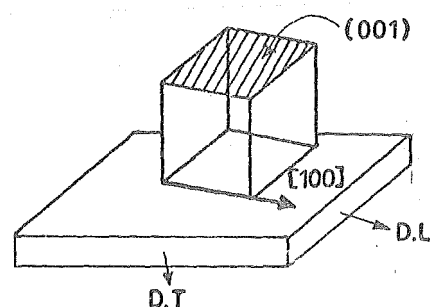
(a)



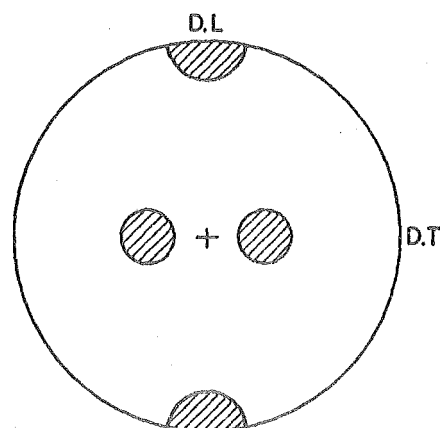
(d)



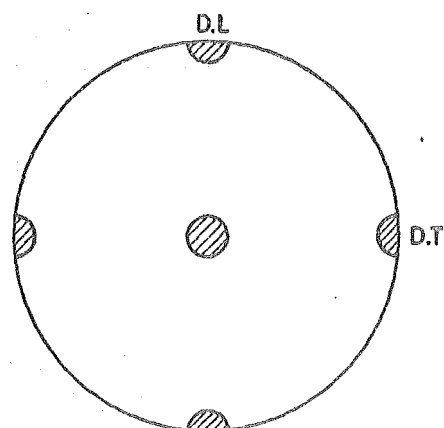
(b)



(e)



(c)



(f)

TEXTURA DE CUBO SOBRE
UNA ARISTA
 $\{110\} \langle 100 \rangle$

TEXTURA CUBICA
 $\{100\} \langle 100 \rangle$

Fig. 11.4. - Proyecciones de una celula unidad(a y d)
Orientaciones de la celula unidad (b y e)
Figuras polares $\{100\}$
D.L: direcci3n de laminado, D.T. direcci3n transversal.

5. Eliminación del carbono a 800°C en hidrógeno húmedo. Este templado reduce el contenido en carbono hasta un 0,03% y origina la recristalización primaria.

6. Templado en hidrógeno seco a 1100-1200°C a fin de formar, por recristalización secundaria, la textura en "cubo sobre una arista".

Este templado final es una operación que requiere varios días. El sulfuro, que en la forma de partículas S Mn dan lugar a la inhibición del crecimiento de granos durante el templado a 800°C, se reduce, mediante reacción con hidrógeno y su eliminación como SH_2 , a niveles tan pequeños como un 0,002% en el templado final a alta temperatura. El manganeso así liberado pasa a la solución de hierro. Esto es importante debido a que cualquier tipo de partículas que son capaces de inhibir el crecimiento normal de granos son también capaces de inhibir el movimiento de las paredes. Por ellas estas partículas deberán ser eliminadas de una forma u otra durante el templado final.

Estos parecen los hechos principales del proceso. La recristalización en el acero de silicio, debido a su importancia comercial, ha recibido más estudio que cualquier otro material, y los mecanismos esenciales de su proceso están bastante bien comprendidos. Sin embargo, algunos hechos importantes quedan aún sin aclarar.

La textura de cubo sobre una arista hace las direcciones fáciles $\langle 100 \rangle$ de todos los granos prácticamente paralelos una a otra y a la dirección de laminado de lámina. Las propiedades magnéticas en esta dirección son por ello excelentes, muy superiores a las en otras direcciones. Así, por ejemplo, la permeabilidad a 1,5 weber/m² en la dirección transversal es menor del 2% de la que se presenta en la dirección de laminado.

Debido a que las propiedades magnéticas son tan direccionales, habrá de tenerse extremo cuidado en la construcción de los transformadores de forma que la dirección de laminado sea paralela, tanto como sea posible a la dirección del flujo. Esto no constituye problema en los transformadores de gran tamaño, debido a que cada brazo está formado por piezas separadas. Este tipo de construcción es la que puede verse en la Fig. 11.5(a) en la que el rayado indica la dirección de laminado de cada pieza. En transformadores más pequeños éste tipo de construcción no es económico y la solución es realizar laminaciones E-I, como los mostrados en 11.5(b), en donde el núcleo está compuesto de dos conjuntos de láminas, cortadas con la forma de dichas letras. El camino del flujo coincide con la dirección de fácil magnetización excepto en el brazo superior, en el que va en la dirección transversal de la lámina. Este brazo puede ensancharse a fin de disminuir la densidad

de flujo y con ello compensar la menor permeabilidad que aparece en esta dirección.

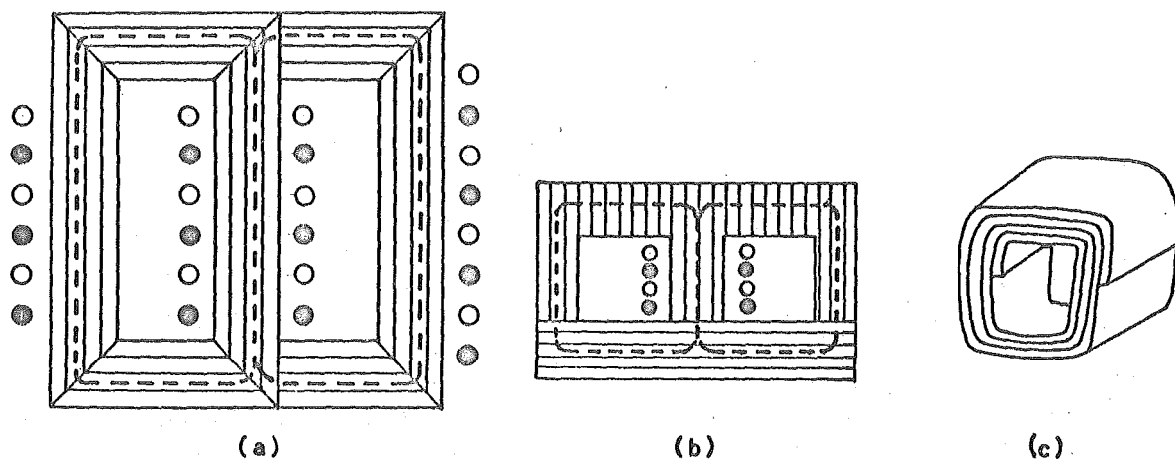


Fig. 11.5 NUCLEOS DE TRANSFORMADOR

Aquí, ambos arrollamientos, primario y secundario, están arrollados en torno al brazo central. Otra solución es enrollar una tira sobre sí misma, formando un núcleo como el mostrado en (c), teniendo este tipo de transformador los arrollamientos en los brazos opuestos. En este caso, todo el camino del flujo se desarrolla según la dirección fácil.

El acero de grano orientado es mucho más sensible a las tensiones mecánicas que los otros tipos, por lo que habrá de darse un templado de recuperación a 800°C en nitrógeno seco a los laminados, después de cualquier operación de punzonado o corte, o si no las propiedades magnéticas se degradarán.

11.1.4 CONSIDERACIONES GENERALES. -

Estudiemos aquí algunos puntos de importancia primordial, relativos a las aplicaciones del acero eléctrico visto hasta aquí.

11.1.4.1. AISLAMIENTO DE LAS LAMINAS. -

Las láminas que constituyen un nucleo deberán encontrarse aisladas unas de otras a fin de evitar la mayor cantidad posible de corriente inducidas en el mismo. De forma ocasional, estas láminas pueden estar recubiertas por un barniz orgánico, pero éste no puede normalmente resistir el templado de recuperación. Mas usualmente, el aislamiento es una simple película de óxido de hierro formado mediante templado en una ligera atmósfera oxidante. El acero de grano orientado se cubre muy a menudo con MgO antes del templado a alta temperatura. Este se combina con el SiO_2 del silicio en el acero, formándose un silicato de magnesio vítreo. Este no solamente actúa como aislante, sino que al tener un coeficiente de dilatación térmica menor, tiende a poner al acero en tensión cuando este se lleva a temperatura ambiente. El resultado que se ha obtenido es que las pérdidas del nucleo disminuyen.

11.1.4.2. REFRIGERACION. -

Tanto las pérdidas en el nucleo como las en los arrollamientos, se manifiestan aumentando la temperatura del conjunto. Así, las pérdidas del nucleo por si solas son capaces de aumentar la temperatura a una velocidad de entre 0,2 y 1,5 °C/min, si todo el calor permanece en el nucleo.

Los transformadores, como ya es sabido, son más difíciles de refrigerar que los motores o los generadores. Los pequeños, usados en equipo de comunicaciones, no necesitan refrigeración artificial, pero los de gran tamaño si. El método más normal de hacerlo es montar el transformador en un tanque lleno de aceite y permitir la convección natural de éste.

11.1.4.3 RUIDO. -

El zumbido de un transformador se debe a una vibración de magnetoestricción del nucleo y a las fuerzas atractivas y repulsivas entre láminas. Ambos efectos, en el caso de los pequeños transformadores usados en comunicaciones suelen ser normalmente despreciables, ocurriendo lo contrario en los grandes de distribución de potencia, que pueden llegar a ser un grave trastorno si se encuentran cerca de áreas pobladas.

11.2. ALEACIONES ESPECIALES. -

Existe una gran cantidad de aleaciones de hierro-níquel que pueden llegar a contener entre un 50 y 80% de Ni. Todas ellas forman una serie muy versátil denominada usualmente Permalloys, y que se caracterizan principalmente por el

alto valor de sus permeabilidades para pequeños campos. Fueron desarrollados , en el periodo 1913-1921 por Elmen y sus asociados y aunque Permalloy es un nombre - patentado por la Bell Telephone, ha pasado al lenguaje normal del magnetismo como sinonimo de cualquier aleacion de níquel y hierro. Cuando aparece un número a continuación, indica el contenido de níquel. En este terreno abundan los nombres patentados y así aleaciones esencialmente similares reciben nombres diferentes de los diferentes fabricantes.

El diagrama del sistema hierro- níquel es el que aparece en la Fig. 11.6 . En él, las dos fases que aparecen, la α (cúbica centrada en el cuerpo) y la γ (cúbica centrada en las caras) son ferrimagnéticas. En el margen entre el 50 y el 80% de Ni, las aleaciones son todas cúbicas centradas en las caras.

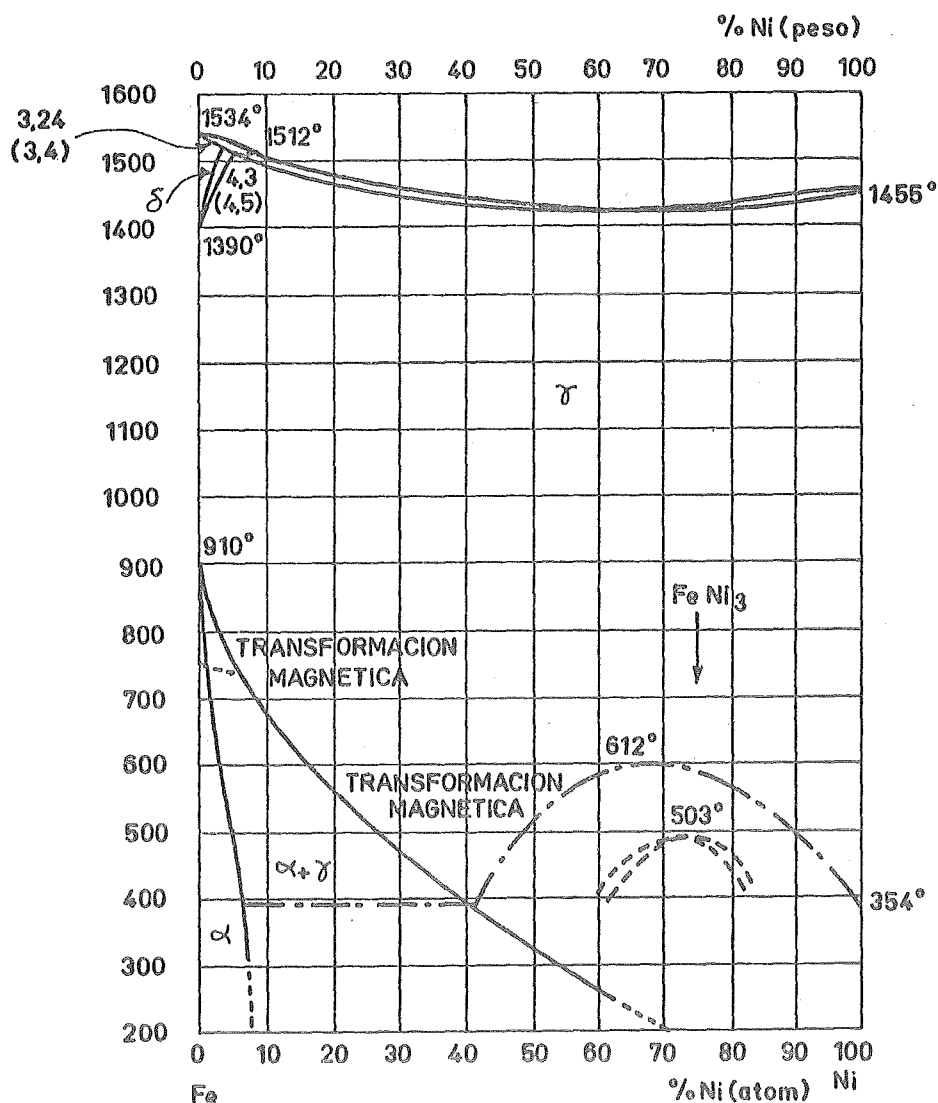


Fig. 11.6

En torno a la composición FeNi_3 , las aleaciones pueden verificar una ordenación de largo alcance por debajo de los 503°C . Las propiedades magnéticas de las aleaciones ordenadas son inferiores a las de las desordenadas. Esta transformación desorden-orden, afortunadamente, es bastante lenta por lo que puede evitarse simplemente mediante un enfriamiento rápido de los 500 a los 400°C .

Las propiedades de algunas de estas aleaciones aparecen en la Tabla 11.2, junto con otras, también de gran utilidad en los equipos para comunicaciones. De todos los Permalloys el de permeabilidad más alta es el 78, que alcanza un valor de alrededor de 10^5 . El Permalloy 50 tiene ordinariamente una permeabilidad mucho menor, pero se ha encontrado que un templado de larga duración a 1000°C en hidrógeno llega a darle un valor de casi tan alto como el de 78. Esta aleación tratada así, recibe el nombre de Hipernik. Su ventaja con respecto al 78 es que tiene un valor mayor de la inducción de saturación, lo que es una ventaja debido al menor volumen de material necesario para algunos tipos de aplicaciones.

La textura cúbica es bastante fácil de producir en las aleaciones Fe-Ni al 50-50% de composición. Esta textura se forma por recristalización primaria después de un laminado en frío. El resultado es un ciclo de histéresis rectangular, y tales materiales se producen bajo una gran variedad de nombres registrados.

Una de tales aleaciones ya la hemos visto en el capítulo anterior: el Isoperm. Para realizarle, a la aleación 50Fe-50Ni se le da una textura cúbica a la que se lamina en frío posteriormente hasta un 50% de reducción de su espesor. El material resultante, tenía como vimos un eje fácil en la dirección transversal. Según la dirección de laminado, la que coincide con el eje difícil, la permeabilidad es pequeña (100 o menos) y constante.

Cuando se agregan pequeñas cantidades de algún otro elemento a una base de Fe-Ni, aparecen otras aleaciones útiles. Así, la adición de un 4 a un 5% de molibdeno al Permalloy 78 aumenta la permeabilidad inicial y triplica la resistividad eléctrica, por lo que sus pérdidas son menores. Estas aleaciones se denominan -- "Permalloy 4-79 Mo" y "Supermalloy". Este último posee la permeabilidad mayor de todos los materiales policristalinos.

La adición de cobre da el Mumetal, cuya composición original era 5% Cu, 75%Ni y Fe hasta el 100% pero que en la actualidad tiene también un 2% de Cr, complementando con Fe. Este material es muy fácil de enrollar en láminas delgadas que se usan muy a menudo para el apantallamiento magnético, principalmente de aparatos eléctricos.

Otra aleación que ya conocemos, también del capítulo anterior, es el Perminvar, obtenido por la adición de cobalto.

TABLA 11.2 ALEACIONES MAGNETICAMENTE BLANDAS

NOMBRE	Composicion Aproximada(%peso)			Permeabilidad Inicial	Permeabilidad máxima	Coercitividad Hc(amp/m)	Bs (w/m ²)	Tc (°C)	Resistividad (μΩ-cm)
	Ni	Fe	Otros						
ALEACIONES DE BAJO COSTO									
Hierro	-	100	-	150	5000	80	2,1	770	10
Hierro-Silicio	-	96	4Si	500	7000	40	1,9	690	60
Hierro-Silicio de grano orientado	--	97	3Si	1500	40000	.8	2,0	740	47
ALEACIONES DE ALTA PERMEABILIDAD									
Permalloy	78	22	-	8000	100.000	4	1,08	580	16
Hipernik	50	50	-	4000	70.000	4	1,6	500	45
Permalloy4-79	79	17	4Mo	20000	100.000	4	0,87	460	55
Mumetal	77	16	5Cu, 2Cr	20000	100.000	4	0,65		62
Supermalloy	79	16	5Mo	1000000	1.000.000	0,16	0,79	400	60
ALEACIONES DE ALTA SATURACIÓN									
Permendur	-	50	50Co	800	5.000	160	2,45	980	7
Permendur-2V	-	49	49Co, 2V	800	4.000	160	2,45	980	27
Hiperco	-	64	35Co, 0, 5Cr	650	10.000	80	2,42	970	28
Supermendur	-	49	49Co, 2V		60.000	1,6	2,40	980	27

La composición original era (25 Co, 45Ni, 30Fe) pero encontró menor número de aplicaciones que otra más barata, obtenida reduciendo la cantidad de cobalto: es el denominado Perminvar 7-70 (7 Co, 70Ni, 23 Fe). Su permeabilidad inicial de 850 se mantiene constante dentro de un margen del 1% hasta un valor de la inducción de 6×10^{-2} weber/m².

El cobalto es el único elemento cuya adición aumenta substancialmente la temperatura de Curie y la magnetización de saturación del hierro. Así, la aleación 30 Co- 70 Fe tiene el mayor valor de M_s a temperatura ambiente de todos los materiales en uso. La composición 50 Co-50Fe inventada por Elmen y denominada Permendur, tiene un valor de M_s casi tan alto como la anterior pero con una permeabilidad mucho mayor, aunque no tan grande como la de las aleaciones Fe-Ni. Las aleaciones Fe-Co, son frágiles, pero la adición de vanadio las hace dúctiles de forma que pueden laminarse en láminas muy delgadas. El resultado es el Permendur -2V (2V, 49Co, 49Fe), que es usado para los diafragmas de los receptores telefónicos.

11.3 FERRITAS BLANDAS O DULCES. -

Las ferritas magneticamente blandas se pusieron en producción comercial por vez primera en 1948. Sus aplicaciones son tan numerosas que muy contados serán los equipos en los que, de una forma o de otra, no intervenga alguna ferrita. Quizas una de las más extendidas es la que se refiere a los núcleos de memoria y cuyo uso puede verse en los primeros capítulos de cualquier texto de ordenadores. Aquí nos limitaremos unicamente al estudio de los métodos de producción y a la influencia de su porosidad y el tamaño de sus granos sobre sus propiedades magnéticas.

Como ya hemos visto en capítulos anteriores, las ferritas blandas poseen una estructura cristalina cúbica con la fórmula general $MO \cdot Fe_2 O_3$, donde M era un ión metálico divalente tal como Mg, Mn, Ni, etc. Otra ferrita no magnética, la de Zn, se añade a veces a fin de aumentar el valor de M_s . De hecho, todas las ferritas comerciales son mixtas, esto es, son soluciones sólidas de una ferrita en otra. Las propiedades intrínsecas de las ferritas puras son las que aparecen en la tabla 11.3. Como vemos sus densidades se encuentran siempre alrededor de 5 gr/cm³ y sus temperaturas de Curie están entre 300° y 600°C.

Las magnetizaciones de saturación abarcan desde 0,1.3 weber/m² y 0,6.5 w/m². Todos poseen la dirección fácil $\langle 111 \rangle$, una anisotropia cristalina pequeña y una magnetostricción entre baja y media.

TABLA 11.3

DATOS MAGNÉTICOS Y CRISTALOGRAFICOS DE FERRITAS

MATERIAL	PARAMETRO DE LA MALLA a(Å)	DENSIDAD (g/cm ³)	0°K				T _c (°C)
			σ _o (emu/gr)	M _o emu/cm ³	σ _s (emu/gr)	M _s emu/cm ³	
MnO . Fe ₂ O ₃	8,50	5,00	112	560	80	400	300
Fe O. Fe ₂ O ₃	8,39	5,24	98	510	92	480	585
Co O. Fe ₂ O ₃	8,38	5,29	90	475	80	425	520
Ni O. Fe ₂ O ₃	8,34	5,38	56	300	50	270	585
Cu O. Fe ₂ O ₃	8,37	5,41	30	160	25	135	455
Mg O. Fe ₂ O ₃	8,36	4,52	31	140	27	120	440
Ba O. 6Fe ₂ O ₃	a= 5,88 c= 23,2	5,28	100	530	72	380	450
Fe	2,87	7,87	222	1747	218	1714	770

De todo lo anterior se deduce que las ferritas son notoriamente inferiores a los metales y aleaciones magnéticas en todas aquellas aplicaciones que se relacionan con campos continuos de baja frecuencia debido a su baja M_s (un tercio o menos que la del hierro) y a sus más bajas permeabilidades. Pero su característica sobresaliente es que combinan una resistividad eléctrica extremadamente alta con unas propiedades magnéticas razonablemente buenas. Esto significa que pueden trabajar sin apenas corrientes inducidas a altas frecuencias; en cambio, los núcleos metálicos, para estas mismas frecuencias, serían totalmente inoperantes, incluso los de espesor extremadamente fino. Esto lleva consigo la aplicación casi exclusiva de las ferritas. Como es lógico, no hay una frontera totalmente definida entre el rango de frecuencias en el que son aplicables los núcleos metálicos y en el que lo son las ferritas, hay una región compartida donde la elección es difícil.

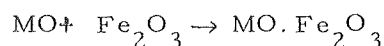
11.3.1. FABRICACION DE LAS FERRITAS. -

La fabricación de las ferritas puede ser sintetizada en las siguientes etapas:

1. Material de Partida. - Está compuesto por una mezcla en polvo de óxido ferrico Fe_2O_3 y aquellos óxidos MO que se necesiten. También suelen usarse carbonatos metálicos, que durante el cocido posterior, eliminarán CO_2 y serán convertidos en óxidos.

2. Molido. - A fin de conseguirse un perfecto mezclado de los componentes y un tamaño más pequeño de las partículas, se realiza un molido, durante un tiempo bastante largo, de la mezcla anterior en un molino de bolas de acero. Esto a su vez, decrece la porosidad del producto final. Este molido se realiza con un vehiculo liquido en la mezcla, después del cual, se elimina el agua en una prensa de filtrado y la ferrita se prensa en bloques y se seca.

3. Presinterizado. - Este se realiza al aire subiendo la temperatura hasta los $1000^{\circ}C$ y descendiendo después hasta los $200^{\circ}C$ en un intervalo de unas 20 horas. En esta etapa ocurre una formación parcial de la ferrita.



al mismo tiempo que un producto final más uniforme y una disminución de las tensiones mecánicas y del encogido que ocurren durante el sinterizado final.

4. Molido. - El material vuelve a molerse de nuevo a fin de mezclar cualquier óxido que no lo hubiese hecho aún y reducir el tamaño de las partículas.

5. Prensado o extrusión. - El polvo seco se mezcla con un aglomerante orgánico y se le da la forma final. La mayor parte de las formas utilizadas, tales -

como los núcleos toroidales, se obtienen por prensado (entre 0,16 y 1,6 ton/cm²), pero las varillas y los tubos lo hacen por extrusión.

6. Sinterizado. - Esta es la etapa final y la más crítica. El ciclo de calentamiento y enfriamiento se extienden, típicamente, durante 8 horas y en él, la temperatura alcanza entre los 1200° y los 1100°C. Durante este tiempo, todos los óxidos que no hayan reaccionado ya, formarán ferrita y también ocurrirá una interdifusión entre las partículas adyacentes de forma que se adherirán unas a otras y la porosidad se reducirá por la difusión de vacancias a la superficie. Un control absoluto de la temperatura del horno y de la atmósfera es totalmente imprescindible debido a que estas variables tienen un marcado efecto sobre las propiedades magnéticas del producto. Idealmente, la presión parcial del oxígeno en la atmósfera del horno debería ser igual a la presión de oxígeno en equilibrio, que cambia con la temperatura, de la ferrita. El hierro y algunos otros iones pueden encontrarse en más de un estado de valencia, así, demasiado poco oxígeno cambiaría Fe³⁺ a Fe²⁺ y demasiado cambiaría Mn²⁺, por ejemplo a Mn³⁺.

El producto final es una cerámica dura y quebradiza, tan dura de hecho, que el pulido de algunas caras para hacerlas planas y lisas es la única forma de llevarlas a su estado final. Durante el sinterizado, todas las dimensiones lineales de una muestra, se encogen entre un 10 y un 25%, por lo que debe de tenerse esto en cuenta en el diseño del molde.

El tamaño de los granos de las ferritas comerciales se encuentra entre 5 y 40 μ, y no se encuentran dispuestos de una forma completamente densa. El porcentaje de porosidad viene dado por

$$\% \text{ porosidad} = 100 \frac{Q_x - Q_a}{Q_x} \quad (11.1)$$

donde Q_a es la densidad aparente y Q_x la "densidad de rayos x", esta última es la masa de todos los átomos de una célula unidad dividida por el volumen de la misma; el volumen de la célula, a su vez, se encuentra a partir de las dimensiones de la célula obtenidas por difracción de rayos X. La porosidad extrema encontrada en ferritas está entre 1 y 50%; un margen más típico es entre 5 y 25%. La Fig. 11.7 muestra cómo un aumento en la temperatura de sinterizado aumenta el tamaño del grano y disminuye la porosidad; las áreas negras son poros. La permeabilidad aumenta el tamaño del grano y disminuye la porosidad. De estos dos efectos, el del tamaño del grano es el más fuerte. La porosidad en las superficies de los granos es menos perjudicial a la permeabilidad que la interna, debido a que impide mucho menos el movimiento de los dominios.

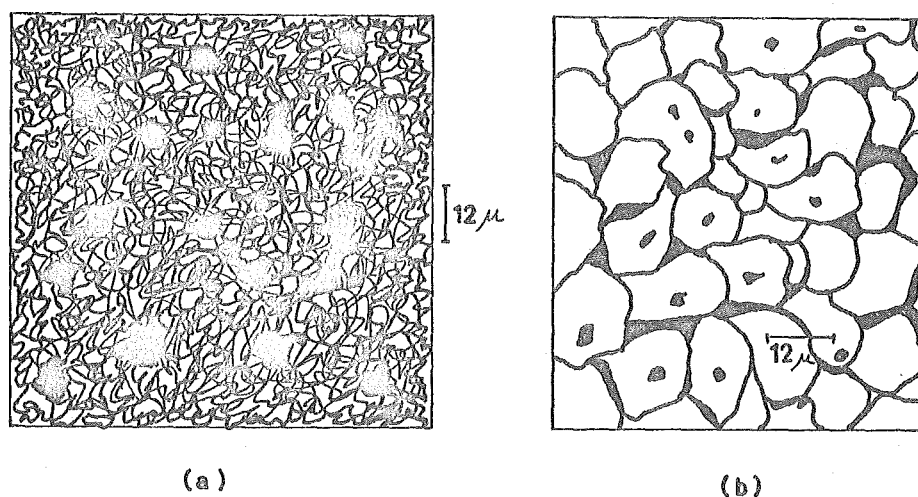


Fig. 11.7 Microestructura de una ferrita de Mn-Zn

(a) después de un sinterizado a 1350°C durante 5 min (10% porosidad)

(b) después de un sinterizado a 1435°C durante 1 min (5% porosidad)

Las ferritas comerciales se encuentran en el mercado bajo diferentes nombres registrados. Los holandeses, que fueron los primeros en desarrollarlas, las denominan "Ferroxcube", y bajo este nombre son conocidas no solo en Holanda sino en muchos otros países. Los fabricantes dan raramente la composición química de sus productos prefiriendo limitarse a dar las propiedades magnéticas. Y están pueden ajustarse dentro de un amplio margen variando la composición y las condiciones de sinterizado. Pueden encontrarse, en general, dos grandes grupos de ferritas.

1. Ferritas de Mn-Zn. Tienen permeabilidades iniciales del orden de 1000 a 2000, campos coercitivos menores de 80 amp/m y pueden usarse sin serias pérdidas hasta frecuencias de 500 KHz. La resistividad se encuentra entre 20 y 100 ohm-cm.

2. Ferritas de Ni-Zn. Están diseñadas para trabajar a frecuencias de hasta 100 MHz. Las permeabilidades iniciales están entre 10 y 1000, y las coercitividads son de entre 80 y 200 amp/m. Para las frecuencias más altas se ha encontrado que las pérdidas son menores si se impide el movimiento de las paredes y se obliga a que los cambios en magnetización lo sean por rotación. Por esta razón, algunos tipos de ferritas de Ni-Zn son deliberadamente cocidas a menor temperatura. La porosidad resultante interfiere con el movimiento de las paredes y hace decrecer conjuntamente las pérdidas y la permeabilidad. Estas ferritas poseen una resistividad bastante alta, del orden de 10^5 ohm-cm.

Como vemos, ambos grupos contienen Zn. Debido a esto, el valor de M_s a 0°K aumenta al mismo tiempo que reduce la energía de interacción entre los iones en las posiciones A y B, con el resultado de que disminuye la temperatura de Curie. Las curvas de M_s (o de σ_s) en función de la temperatura deberán por ello cruzarse, según aparece en la Fig. 11.8 para una serie de ferritas de Mn-Zn.

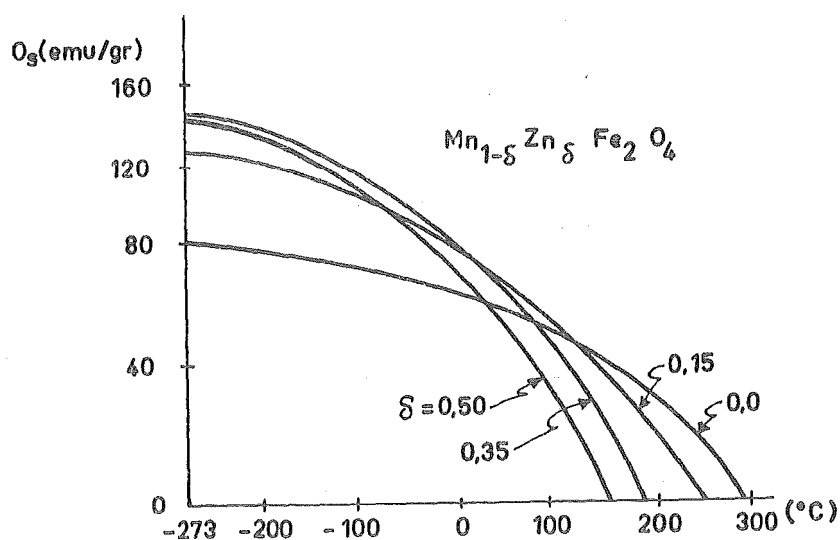


Fig. 11.8

En cualquier material magnético es usual el que la permeabilidad inicial μ_i incremente con la temperatura hasta un máximo justamente por debajo del punto Curie, debido a que la anisotropía del cristal y la magnetostricción decrece, normalmente, según aumenta la temperatura.

Este efecto es el mostrado para las ferritas de Mn-Zn en la Fig. 11.9.

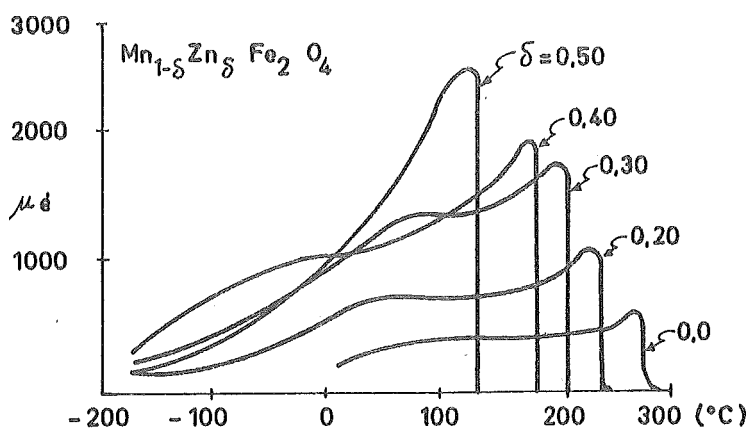


Fig. 11.9

En ella puede verse que, no solamente desplazan T_c , y el correspondiente pico de μ_i , hacia bajas temperaturas, las adiciones de Zn, sino que también aumenta la altura del pico. Como resultado de lo anterior, el valor de μ_i a temperatura ambiente también aumenta con el contenido de Zn. Las ferritas de Ni-Zn se comportan de análoga forma.

La Fig. 11.10 muestra como varia la permeabilidad inicial μ_i con la frecuencia, en el margen de los megahercios para tres diferentes tipos de ferritas. El primero es una ferrita de Mn-Zn de composición sin especificar, la segunda una mezcla al 50% de ferritas de Ni y de Zn, y la tercera es una ferrita pura de Ni. La forma de estas curvas es típica. Según aumenta la frecuencia, μ_i se mantiene constante e igual a su valor para un campo continuo hasta que se alcanza una frecuencia crítica a partir de la cual decrece rápidamente. Cuanto mayor es el valor estático de μ_i menor es la frecuencia a la que comienza la caída. Por ello, si se desea un núcleo de ferrita que de una inductancia constante, lo que implica que posea una permeabilidad constante, hasta una frecuencia de varios cientos de megahercios, no hay más remedio que elegir una ferrita con baja permeabilidad. No veremos aquí cual es la razón de esta caída; solamente indicaremos qué se debe al comienzo de una resonancia ferrimagnética originada por la precesión del espín del electrón en torno a la dirección del campo aplicado.

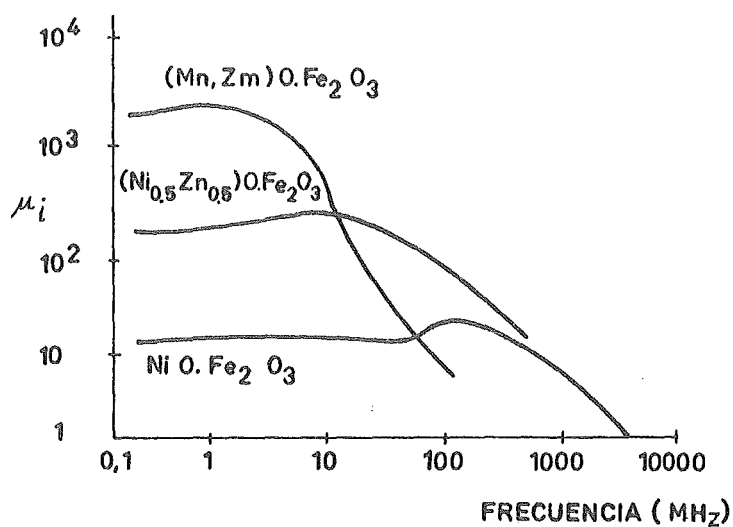


Fig. 11.10

Cuando la frecuencia del campo es igual a la propia de precesión del espín, se produce una gran absorción de energía debido al acoplo entre el espín y el campo con lo que la inducción B disminuye e igual ocurre con μ_i . La variación de la permeabilidad con la frecuencia se denomina "dispersión".

12 . MATERIALES MAGNETICOS DUROS

12.1 INTRODUCCION. -

El propósito de un imán permanente es el de crear un campo magnético en un determinado volumen de espacio. Este campo magnético puede crearse, bien mediante una corriente en un conductor o por los polos de un imán. Para una gran cantidad de aplicaciones es mucho más aconsejable la elección de un imán permanente debido a su capacidad de crear un campo constante sin tener que suministrarle energía continuamente ni calentarse. Un imán permanente es, por ello, un dispositivo de almacenaje de energía. Esta energía se le suministra cuando se magnetiza por vez primera y permanece en él, si está bien diseñado, indefinidamente. Dicho brevemente, su magnetismo es constante. Y además, la energía de un imán se encuentra siempre disponible y no disminuye por su repetido uso, como es el caso de una batería; ello es debido a que un imán no realiza trabajo neto sobre su entorno.

Un estudio de los imanes permanentes en el mercado, muestra que éste está dominado por dos materiales: el alnico y la ferrita de bario. El alnico es, de hecho, una serie de aleaciones, y se denomina así en función de sus tres componentes esenciales: Al, Ni y Co. La ferrita de Bario se conoce muy frecuentemente -- como "imán cerámico" y su uso ha crecido tremendamente en los últimos años.

Las composiciones y las propiedades magnéticas de un cierto número de materiales magnéticamente duros, aparecen en la Tabla 12.1, que no es sino una pequeña parte de la total. En ella los materiales aparecen, aproximadamente, en orden cronológico y algunos no se encuentran ya en producción. Los valores que aparecen son aproximados, ya que pueden diferir de un fabricante a otro o de si han sido obtenidos en un proceso comercial o bajo control de laboratorio.

TABLA 12.1 PROPIEDADES DE LOS
IMANES PERMANENTES

MATERIAL	COMPOSICION (% peso)	REMANENCIA Br(weber/m ²)	COERCITIVIDAD Hc(amp/m)	(B H) max ₃ (web. amp/m ³)
Aceros magnéticos				
Acero 1C	1C	0,9	4000	1600
Acero 6W	6W;0,7C	0,95	5920	2640
Acero 3,5Cr	3,5Cr;1C	0,95	5280	2320
Acero 36 Co	5,75 Cr;0,8C	0,96	18240	7440

ALEACIONES ALNICO(Fundidas)

	Al	Ni	Co	Cu	Fe			
Alnico 1	12	23	5	-	60	0,66	43200	11200
Alnico 2	10	18	13	6	63	0,7	52000	13600
Alnico 3	12	26	-	3	59	0,64	44800	11200
Alnico 4	12	28	5	-	55	0,55	58400	11200
Alnico 5 *	8	15	24	3	50	1,2	57600	40000
Alnico 5 DG *	8	15	24	3	50	1,31	56000	52000
Alnico 5-7 *	8	14	24	3	51	1,34	59200	60000
Alnico 6 *	8	17	23	3	45	0,75	78000	22400
					+4Ti			
Alnico 8 *	8	14	38	3	29	0,71	160000	44000
					+8Ti			
Alnico 9 *	7	15	35	4	34	1,04	128000	68000
					+5Ti			

ALEACIONES ALNICO(Sinterizadas)

Alnico 2	10	17	13	6	54	0,72		12000
Alnico 4	12	28	5	-	55	0,55		10400
Alnico 5 *	8	14	24	3	50	1,05		30400
					+1Ti			

FERRITAS

Ceramic 1	Ba O. 6Fe ₂ O ₃	0,225		9600
Ceremic 5 *	Ba O. 6Fe ₂ O ₃	0,395		28000
Ceramic 6 *	Ba O. 6Fe ₂ O ₃	0,36		24800
Ceramic 7 *	Sr O. 6Fe ₂ O ₃	0,342		23200

TABLA 12.1 (CONT.)

	COMPOSICION (% peso)	REMANENCIA B_r (weber/m ²)	COERCITIVIDAD H_c (amp/m)	(BH) max (web. amp/m ³)
ALEACIONES ESPECIALES				
Cunife 1 *	60Cu, 20Ni, 20Fe	0,57		15200
Cunife 2*	50Cu, 20Ni, 2, 5Co 27,5	0,73		6400
Remalloy	12Co, 17 Mo, 71 Fe	1,0		8800
Vicalloy 1	10V, 52Co, 38 Fe	0,9		8000
Vicalloy 2 *	13V, 52Co, 35 Fe	1,0		24000
PtCo	77Pt, 24Co	0,645		76000
Mn Bi *	21Mn, 79 Bi	0,480		42400
Mn Al *	70Mn, 30 Al	0,428		28000
IMANES DE POLVO DE HIERRO				
ES D 32 *	72Pb, 10Co, 18 Fe	0,68		24000
ESD 42	72Pb, 10Co, 18 Fe	0,48		10400

* Propiedades anisotrópicas.

12.2 FORMA DE TRABAJO DE LOS IMANES PERMANENTES. -

Antes de considerar los materiales de los que están compuestos los imanes permanentes, vamos a estudiar las condiciones bajo las cuales trabajan a fin de determinar qué propiedades son las que más nos importan. Debido a que la única misión del imán es la de producir un campo externo, habrá de tener polos libres y la única forma de hacerlo es en un circuito abierto. Estos polos libres crean un campo desmagnetizante H_d que da lugar a un valor de la inducción menor que el valor de remanencia B_r que se puede encontrar en un anillo cerrado Aunque no estudiaremos con detalle cómo se puede obtener el valor del campo desmagnetizante, ya que esto implicaría una serie de conceptos no introducidos hasta aquí, vamos a dar unas ligeras ideas de cómo podría hacerse y de donde se partiría.

12.2.1 CAMPOS DESMAGNETIZANTES. -

Como ya hemos dicho, un campo magnético H puede producirse bien mediante corrientes eléctricas o bien por polos magnéticos. Si es debido a corrientes, las líneas de H serán continuas y formarán ciclos cerrados. En cambio si se debe a la presencia de polos, las líneas de H comenzarán en los polos norte y acabarán en los sur. Supongamos que una barra de material magnético, se magnetiza mediante un campo de aplicado de izquierda a derecha, anulándose a continuación.

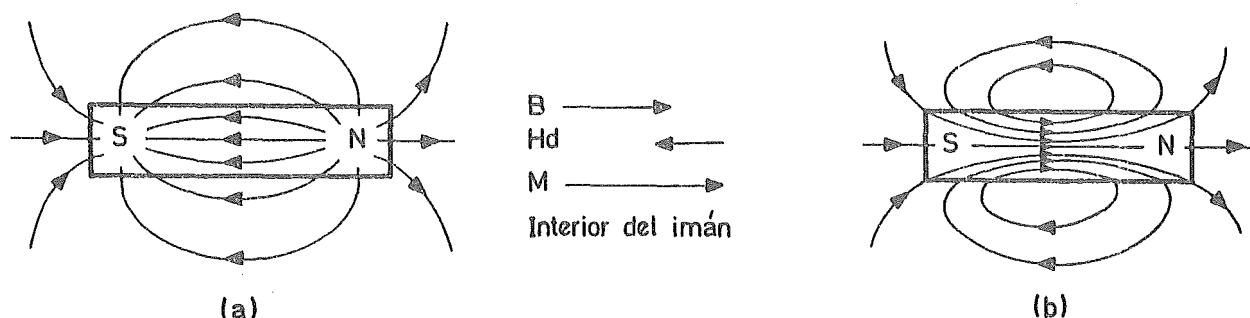


Fig. 12.1

Como consecuencia de ello se crea un polo norte en el extremo de la derecha y otro, sur, en el de la izquierda, según aparece en la Fig 12.1(a). Vemos que las líneas de H, que parten del polo N y acaban en el polo S, constituyen un campo en el interior del imán que actúa de N a S y que por ello tiende a desmagnetizar al mismo. Esta acción autodesmagnetizante de un cuerpo magnetizado es importante, no solo debido al hecho de los fenómenos de teoría magnética que aquí veremos, si no también a que, bajo ciertas condiciones, puede dar lugar a una serie de medidas magnéticas. Es por ello interesante hacer un pequeño estudio, aunque sea incompleto del mismo.

El campo desmagnetizante H_d actúa en la dirección opuesta a la magnetización M que lo origina. En la Fig 12.1(a) H_d , es el único campo presente y así la relación $B = \mu_o(H+M)$ pasa a ser $B = -\mu_o(H_d+M)$. Así, la inducción B en el interior del imán posee un valor menor que M pero en su misma dirección, debido a que $\mu_o H_d$ no puede nunca ser mayor que M en magnitud. Estos vectores son los indicados en la Fig 12.1 (b), en la que se ha dibujado la inducción B del imán. Fuera de éste, $B = \mu_o H$ y por ello los campos externos (H y B) son iguales salvo la constante μ_o .

Cuando se coloca el imán en un campo externo, éste puede quedar alterado. Así en la Fig. 12.2, supongamos que (a) es un campo uniforme y (b) el campo B de un imán situado en una posición libre de campos externos. En (c) se representa el campo B suma de los de (a) y (b). Como puede verse, el flujo tenderá a comprimirse en el interior del imán. Esta es la imagen gráfica de un concepto - que ya hemos repetido anteriormente en otros apartados: es el origen de la permeabilidad. Y de ésta permeabilidad depende cuánto es distorsionado el campo externo.

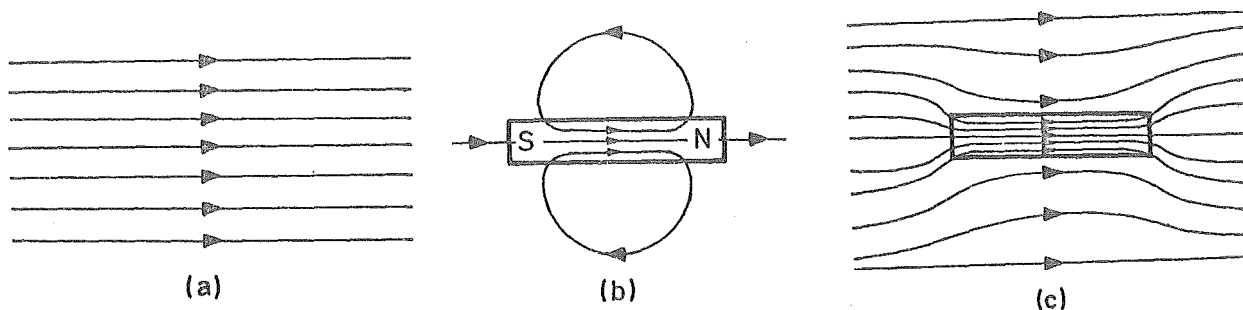


Fig. 12.2

Así para los materiales ferro-y ferrimagnéticos la perturbación es considerable, mientras que lo será muy poco para los demás. Por todo lo anterior puede decirse que el campo H' en el interior del imán es diferente al del exterior H_a y que la diferencia es el campo desmagnetizante H_d . Este campo es proporcional a la magnetización M presente a través de un factor de proporcionalidad denominado factor o coeficiente de desmagnetización N_d . Queda así

$$H' = H_a - H_d \quad (12.1)$$

$$H' = H_a - N_d M$$

N_d depende, principalmente de la forma del cuerpo y puede calcularse de forma exacta solo para cuando esté es un elipsoide. El caso general es demasiado complejo. Únicamente diremos que, es la mayor parte de los casos, depende de la relación entre el eje mayor y el menor del cuerpo considerado.

De la expresión anterior (12.1) pueden obtenerse las relaciones que ligán a las diferentes magnitudes magnéticas.

$$B = \mu_0 H + M = \mu_0 H_a - \mu_0 N_d M + M$$

$$M = \frac{B - \mu_0 H_a}{1 - \mu_0 N_d} \quad (12.2)$$

$$H = H_a - N_d \left[\frac{B - \mu_0 H_a}{1 - \mu_0 N_d} \right] \quad (12.3)$$

De ellas es claro que la permeabilidad aparente, dada por B/H_a , es mucho menor que la permeabilidad verdadera, o B/H . Puede mostrarse, por medio de las relaciones anteriores, que si μ es alta

$$\frac{1}{\mu_{\text{verd}}} = \frac{1}{\mu_{\text{ap}}} - Nd \quad (12.4)$$

Si ahora se hace cero el campo externo aplicado a la muestra, y esta es un circuito abierto, la inducción que aparece será siempre menor que la de una muestra con forma de anillo, debido al campo desmagnetizante. En la Fig. 12.3 la inducción en un anillo cerrado sería B_r , debido a que $H_d=0$ y $H_a=H$.

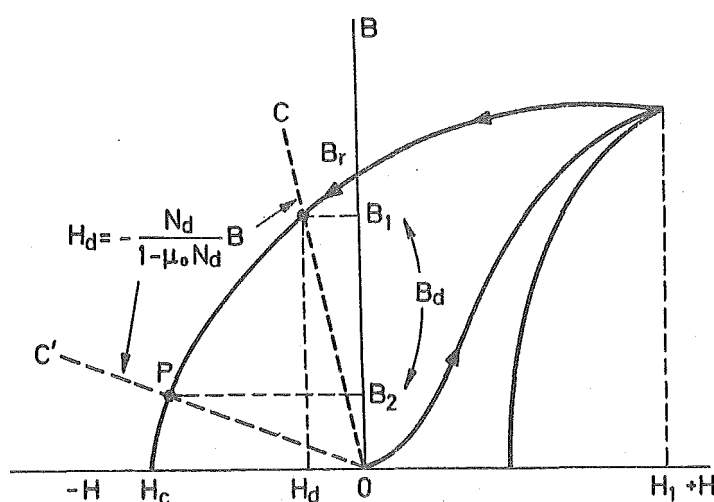


Fig. 12.3

Pero, en un espécimen en circuito abierto la inducción remanente viene dada por la intersección de la línea desmagnetizante OC o OC' con el segundo cuadrante del ciclo de histéresis. Si la muestra es alargada y estrecha, la línea OC tendrá una gran pendiente y la inducción residual B_1 no diferirá mucho de la del anillo. Si en cambio, es corto y ancho, la línea OC' será casi horizontal y con ello, la inducción residual B_2 será muy pequeña.

Vemos de todo lo anterior que tenemos una cierta capacidad de poder variar el punto de corte, variando Nd o, lo que es igual, las dimensiones de la barra. Esta variación será la que estudiemos a continuación.

12.2.2. DISEÑO DE IMANES PERMANENTES. -

Como ya hemos visto bastantes veces, hasta aquí, una vez acabada la fabricación puramente mecánica de un imán, se le aplica un campo magnético H de alta intensidad que es, a continuación, suprimido, dando lugar a que la inducción B siga el camino mostrado en la Fig. 12.3. El punto de trabajo P del imán viene,

como hemos estudiado en el párrafo anterior, por la intersección de la línea OC con el segundo cuadrante del ciclo de histéresis. Este cuadrante se denomina -- "curva de desmagnetización" del material. La forma y situación de la misma, y no solamente los valores de H_c y B_r , son los que determinan el que un material sea aceptable o no como imán permanente.

Como puede verse en la Fig. 12.3, la pendiente de la línea OC, es igual a $\frac{1-\mu_0 N_d}{\mu_0}$ con N_d como factor de disipación del imán. Y como N_d dependía, según vimos, de la relación entre la longitud y el diámetro del imán, podrá variarse a voluntad la pendiente OC, línea que muy a menudo se denomina "línea de carga". El problema ahora es ver cual es punto P más idóneo.

Puede hacerse un estudio sencillo para el caso elemental del anillo mostrado en la Fig. 12.4 al que se le ha quitado una pequeña rodaja de material. El imán deberá proporcionar un campo H_g de intensidad constante en el espacio libre entre polos. La inducción en el imán será B_d , que aquí designaremos por B_m , y el -- campo H_d , que aquí se llamará H_m . De acuerdo con la ley de Ampere, la integral de línea de H a lo largo de la línea cerrada de puntos de la Fig. 12.4 deberá ser nula, ya que no encierra a ninguna corriente

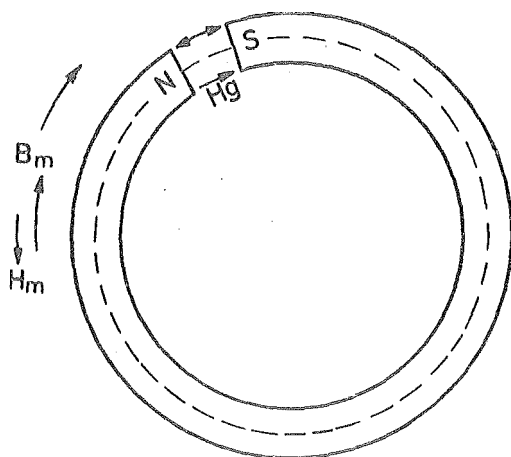


Fig. 12.4

$$\oint H \cdot dl = 0$$

$$H_g l_g - H_m l_m = 0$$

(12.5)

donde l_m es la magnitud media del imán. La continuidad del flujo nos suministra la segunda ecuación:

$$\Phi = B_g A_g = \mu_0 H_g A_g = B_m A_m$$

(12.6)

ya que $B_g = \mu_o H_g$ en el espacio libre. A_g y A_m son las secciones transversales de la parte libre y del imán, respectivamente. En la Fig. 12.4 ambas son iguales ya que se supone nulo todo tipo de dispersión de flujo. Sin embargo, en un caso general, ambas deberían ser diferentes ya que es común agregar a los extremos del imán unas pequeñas piezas polares de hierro blando que son las que definirán el área A_g . El problema es así elegir los valores de l_m y A_m de forma que resulte el imán más adecuado.

Si se despeja H_g de las ecuaciones (12.5) y (12.6) y se multiplican a continuación, se encuentra

$$H_g^2 = \frac{B_m H_m l_m A_m}{\mu_o l_g A_g} \quad (12.7)$$

$$H_g^2 V_g = \frac{(B_m H_m)^2}{\mu_o} V_m \quad (12.8)$$

donde V significa volumen. Este resultado muestra que el volumen V_m de imán necesario para producir un campo H_g requerido, es un mínimo cuando el producto $(B_m H_m)$ en el imán es un máximo. La Fig. 12.5 muestra como varía (BH) en función de B a lo largo de la curva de desmagnetización.

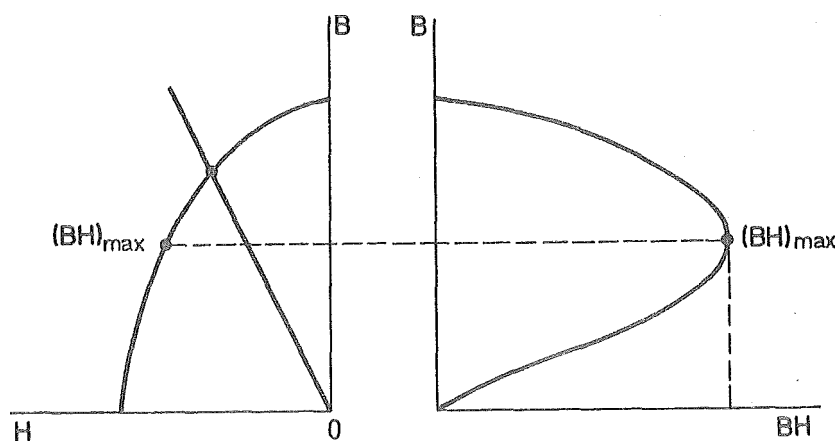


Fig. 12.5

Puede verse que alcanza un valor máximo $(BH)_{max}$ para un determinado valor de B. El imán tendrá una mayor eficiencia si ha sido diseñado de forma que trabaje en su punto $(BH)_{max}$. Evidentemente, el imán de la Fig. 12.5 debería hacerse o bien más corto o bien más grueso si se deseaba llevar su punto de trabajo P hasta $(BH)_{max}$.

Las curvas de desmagnetización de los materiales para imanes permanentes, se presentan por lo general en gráficos sobre los que se dibujan líneas de (BH)

constante como en la Fig. 12.6.

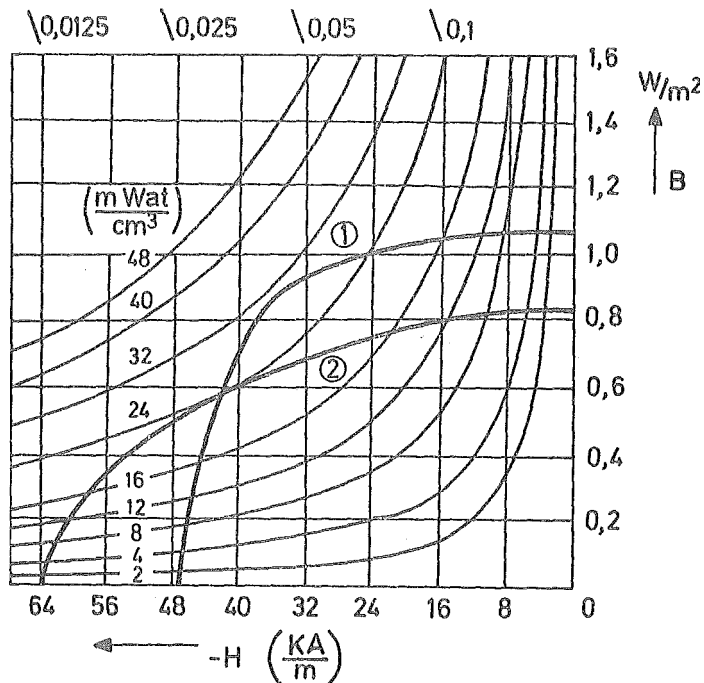


Fig. 12.6

Una mera observación de ésta figura permite decir inmediatamente cual de los dos materiales presentados posee una mayor $(BH)_{\max}$ y, aproximadamente, -- donde se encuentra dicho punto sobre la curva de desmagnetización. Así, puede -- verse que el material (1) posee un producto $(BH)_{\max}$ mayor (del orden de 32 Wat/cm^3) que el del material (2) (menor que 24 m Wat/cm^3). También puede apreciarse que -- los valores de B y H que dan el máximo (BH) son: $B \approx 0,85 \text{ w/m}^2$ y $H \approx 35 \text{ KA/m}$ para el primero y $B \approx 0,6 \text{ w/m}^2$ y $H \approx 40 \text{ KA/m}$ para el (2)

Como hemos visto, el punto de trabajo de un imán depende de la pendiente de la línea de carga, que a su vez, depende del factor de desmagnetización Nd. Pero en el diseño de imanes se prefiere trabajar, no con Nd, sino con el "coeficiente de permeancia". Este coeficiente se define como la pendiente de la línea de carga, o (B_m/H_m) , en donde se sobreentiende el signo negativo; según las ecs. (12.5) y -- (12.6) vendrá dada por

$$\frac{B_m}{H_m} = \mu_0 \frac{A l_m}{A l_g} \quad (12.9)$$

A fin de facilitar la labor de diseño, algunos valores del cociente B_m/H_m que depende solo de las dimensiones del circuito, se suelen indicar en la parte --

izquierda y superior de la curva de desmagnetización, como puede verse en la --
Fig. 12.7.6

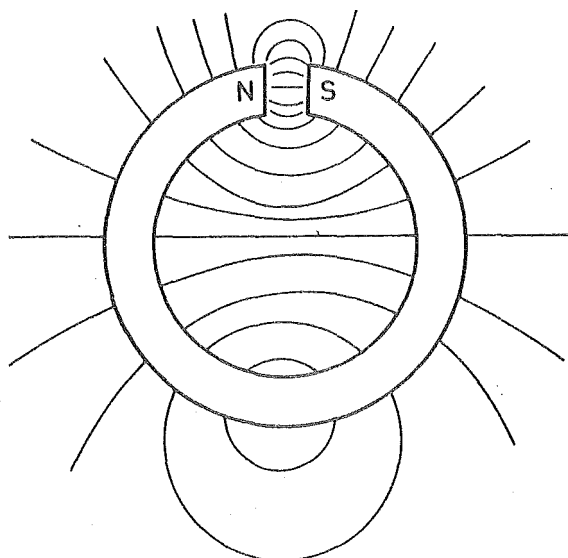


Fig. 12.7

Una recta que pasa por el origen y el valor tomado de B_m/H_m , cortará a la curva de desmagnetización en el correspondiente punto de trabajo.

El ejemplo visto hasta aquí es un caso totalmente ideal. No solamente se ha despreciado el efecto de dispersión de flujo en el entrehierro, sino que también se ha dejado de considerar las pérdidas por la superficie lateral del imán. Estos dos hechos quedan representados en el esquema de la Fig. 12.7. El segundo, sobre todo, es de gran importancia ya que, usualmente, solo alrededor del 50% del flujo total aparece entre los polos del imán. Por ello, el problema principal en el diseño de un imán estriba en la forma de tener en cuenta todas las posibles -- pérdidas. Y normalmente esto se hace a base de reglas empíricas obtenidas experimentalmente. Formalmente, la dispersión y las fugas laterales se consideran introduciendo dos factores de pérdidas C_1 y C_2 en las ecuaciones de diseño.

$$\mu_o C_1 H_g A_g = B_m A_m \quad (12.10)$$

$$C_2 H_g l_g = H_m l_m$$

A pesar de todo, el diseño adecuado de imanes permanentes no es un tema sencillo, por lo que aquí nos limitaremos a lo visto.

Según puede demostrarse, la máxima energía que puede alcanzarse en el entrehierro de un imán es tanto mayor cuanto mayor es $(BH)_{max}$. Por ello, este

producto se considera como uno de los mejores datos para conocer la calidad de un material para imanes permanentes y así se incluye en toda lista de propiedades magnéticas, como se ha hecho en la Tabla 12.1.

Puede haber, también, algunos casos para los cuales $(BH)_{\max}$ no es el índice más exacto para saber si es adecuado o no el material a usar. Ello es debido a que un imán permanente puede trabajar bien en condiciones estáticas o dinámicas. El caso, por ejemplo, de un amperímetro, es de trabajo en condiciones estáticas. Pero si el imán se utiliza para mover partes no fijas, el imán trabaja en una forma muy diferente. Es el caso de un relé.

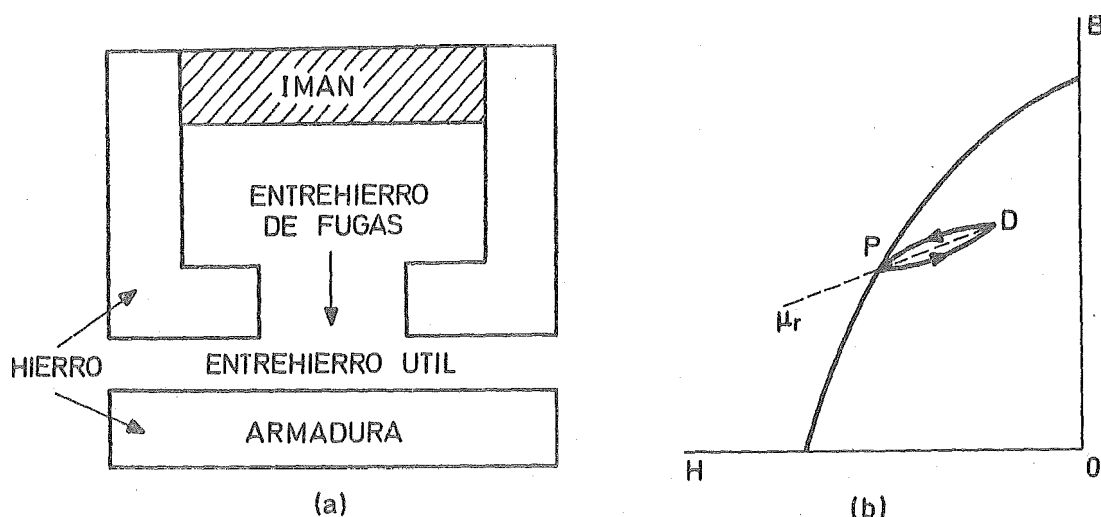


Fig. 12.8

La Fig. 12.8(a) muestra el caso de una armadura que va a ser movida. Cuando esta se encuentra alejada, el imán se encuentra en circuito abierto y trabajando en un punto P de la curva de desmagnetización. Según se va aproximando la armadura metálica, parte del flujo que antes era dispersado ahora pasa al entrehierro debido a la influencia de aquella. Cuando se refleja el contacto, el campo desmagnetizante se reduce y el punto de trabajo pasa a ser el D . Si la armadura se vuelve a separar, el punto vuelve a P . El ciclo de histéresis que se desarrolla suele ser muy estrecho y por ello puede aproximarse por una recta que pasa por los vértices del ciclo; la pendiente de ésta línea, que es aproximadamente igual a la pendiente del ciclo de histéresis principal en el punto B_r , se denomina "permeabilidad permanente", μ_p . Bajo estas condiciones dinámicas, la situación mejor para P no corresponde a $(B)_h \max$ sino a una condición mucho más compleja que no veremos aquí.

12.3 ACEROS PARA IMANES . -

Pasemos ya de una vez a estudiar los materiales magnéticos en sí.

Aparte de la magnetita, ya conocida desde la Antigüedad, los primeros imanes fueron simplemente aceros de alto contenido en carbono y endurecido por enfriamiento rápido. Estos materiales fueron usados durante siglos como agujas de brújula.

Al comienzo del siglo XIX se incrementó el interés en las aleaciones para aceros y con ello para imanes. Así hacia 1885 el material más empleado era un acero que contenía un 5% de tungsteno. Su empleo se extendió hasta la Primera Guerra mundial en que fué reemplazado por el más barato, cromo. Ambos materiales poseían una coercitividad menor de 8000 A/m.

El siguiente paso adelante fué dado en 1917 por los investigadores japoneses Honda y Takagi, que mostraron que un acero con un 30-40% de cobalto, más tungsteno y cromo, podía llegar a los 18×10^3 A/m. Este sigue siendo el mejor acero para imanes.

La dureza magnética de los aceros para imanes se supone debida a los obstáculos que originan las inclusiones y las microtensiones al movimiento de las paredes de los dominios. El constituyente principal del acero templado es la martensita, encontrándose también carburos sin disolver.

Los aceros para imanes, aunque baratos, encuentran hoy pocas aplicaciones, debido a que existen otros materiales mucho mejores. Quizás el único usado es aquel compuesto por un 3,5% de cromo.

12.4 ALNICO. -

Los Alnico, como ya hemos dicho, constituyen una familia de aleaciones conocidas por sus nombres patentados y que contienen cantidades importantes de los tres metales ferromagnéticos: Fe, Co y Ni, mas pequeñas adiciones de Al, Cu y algunos otros elementos. Son, sin duda, los materiales más extensamente empleados como imanes permanentes.

El desarrollo de los alnico, parte de 1931, cuando Mishina descubrió en Japón que una aleación de 58% de Fe, 30% de Ni y 12% de Al poseía una coercitividad de más de 32×10^3 A/m, esto es casi el doble de cualquier acero. Muy pronto se descubrió que la adición de Co y Cu mejoraba las propiedades de la aleación de Mishima y en la Fig. 12.9 pueden verse los varios cambios en las composiciones que se han hecho.

Una mejora importantísima en las propiedades se consiguió en 1938-40 por investigadores ingleses y holandeses. Su mejora se consiguió mediante un incremento

en el contenido de Co y un tratamiento térmico de la aleación al mismo tiempo que se le aplicaba un campo magnético. (Este efecto había sido ya aplicado a los materiales blandos pero no a los duros). Con éste tratamiento se obtenía solamente un pequeño incremento en la coercitividad pero un marcado aumento en el valor de la remanencia, dando lugar a un valor de $(BH)_{max}$ casi triple que el del Alnico 2, que no ha sido tratado con un campo magnético. El material resultante se denomina Alnico 5 en los Estados Unidos, Ticonal y Alcomax en Europa y TK7 en el Japón. El efecto del titanio que se añade para formar los Alnico 6, 8 y 9 es aumentar la coercitividad y disminuir la remanencia. El Alnico 5 es el más usado de toda la serie.

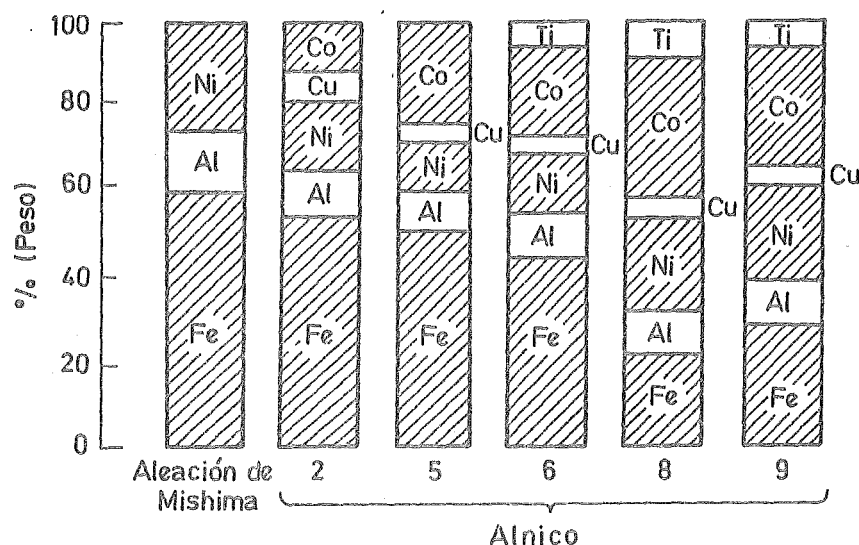


Fig. 12.9

Todos los Alnico son duros y quebradizos, tan quebradizos que es muy difícil trabajarlos en frío. El trabajado en caliente es posible pero no se realiza comercialmente. Toda la producción se realiza por fundición de la aleación líquida o por prensado o sinterizado del material en granos. Las aleaciones de fundición tienen granos de tamaño muy grande, del orden de 1 mm de diámetro. Los sinterizados, en cambio, son de grano mucho más fino y más duros mecánicamente, pero con propiedades magnéticas inferiores. Estos últimos ven limitado su campo de aplicación a imanes pequeños y de formas complicadas para las que la operación de prensado es adecuada. Un pulido superficial es la única operación de acabado posible en cualquier tipo de Alnico.

Las propiedades magnéticas de un Alnico recién sinterizado o recién fundido no son realmente buenas. A fin de hacerlas óptimas, es necesario un tratamiento

en tres etapas.

1. Calentarlo a 1250°C durante un tiempo suficientemente largo de manera que se produzca una solución sólida homogénea.

2. Enfriar, a una velocidad aproximada de 1°C/seg, hasta los 500°C o menos.

3. Calentar de nuevo, templar a 600°C, durante algunas horas.

Este es el tratamiento térmico que se aplica a los Alnicos de 1 a 4.

Los Alnicos 5-7 que como hemos dicho antes, tenían un tratamiento en campo magnético reciben éste, no a una temperatura constante, como podía suponerse, sino durante la etapa de enfriado(2) anterior. Así, la aleación al rojo-blanco obtenida en (1), es sacado del horno y llevada al entrehierro de un electroimán o de un solenoide refrigerado por agua, y en donde se encuentra sometida a un campo de unos 8×10^4 A/m mientras se enfria a 500°C. Una vez realizado esto, se encuentra ya lista para el templado, lo cual se realiza en un horno normal y sin campo externo. Las propiedades resultantes son muy buenas en la dirección del campo aplicado y bastante malas perpendicularmente a ella.

Debido a la importancia comercial de los Alnicos, se ha desarrollado una gran cantidad de trabajo a su alrededor a fin de determinar el porqué de su dureza magnética. Las primeras investigaciones se vieron obstaculizadas por el hecho de que su microestructura era demasiado fina para poder ser observada por microscopio convencional. La introducción del microscopio electrónico suministró la resolución necesaria pudiéndose llegar a determinar el que la aleación posea una estructura de dos fases. Los hechos más sobresalientes determinados a partir de entonces son los siguientes:

1. A la temperatura de 1250°C, la aleación contiene una única fase con estructura cúbica centrada en el cuerpo.

2. Durante el enfriamiento, se produce un precipitado con forma tubular paralelo a las direcciones $\langle 100 \rangle$ de la matriz. Este precipitado se designa por α' , es rico en Fe y en Co y fuertemente magnético. La matriz se designa por α , es rica en Ni y Al y debilmente magnética. Ambos α y α' , poseen estructuras cúbicas centradas en el cuerpo, con unas mallas muy similares.

3. Durante el templado la diferencia entre las magnetizaciones espontaneas de las fases α y α' se hace mayor, debido probablemente a la difusión de Fe y Co desde la fase α a la α' . Se llega incluso a que la fase puede llegar a convertirse en paramagnética.

4. La varilla de la fase α' precipitada tienen un tamaño muy pequeño, del orden de $300 \times 300 \times 1200 \text{ \AA}$.

5. El origen de la dureza magnética es la anisotropía de forma de las partículas de la fase α' que constituyen, cada una, un único dominio.

Cuando una aleación Alnico policristalina, compuesta por granos orientados aleatoriamente, se enfria desde los 1250° C en un campo interno, los granos alargados precipitan preferentemente según el eje $\langle 100 \rangle$ de cada grano que sea el más próximo a la dirección del campo. Esto ocurre a fin de minimizar la energía magnetostática. El resultado es que la aleación, como un todo, adquiere un eje fácil de magnetizar, que es paralelo a la dirección de campo aplicado. Esta alineación parcial de los ejes de los granos α' al ser aplicado un campo, aumenta, no solamente la coercitividad H_c , sino también la remanencia B_r . La mayor rectangularidad del ciclo de histéresis es evidente en la Fig. 12.10 en la que se compara la curva del Alnico 5 (enfriada en presencia de un campo) con la del Alnico 2, (enfriada sin campo)

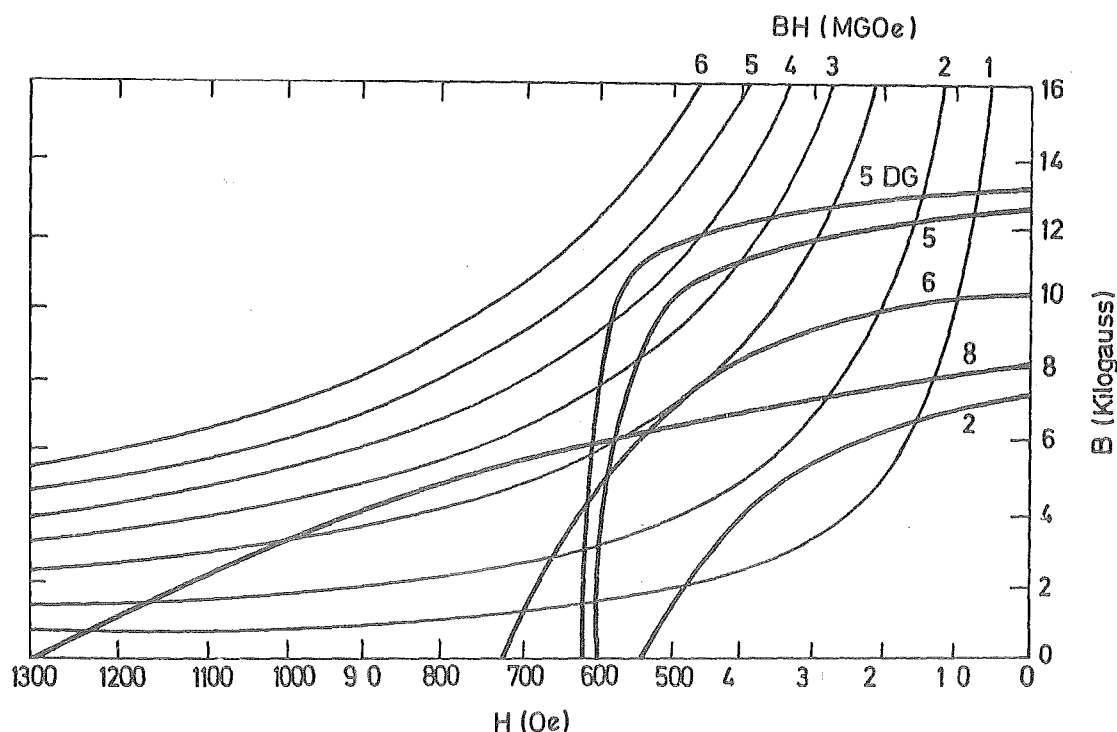


Fig. 12.10. - Propiedades de las aleaciones Alnico

Como ya puede suponerse, el campo magnético no tendrá ningún efecto sobre la precipitación a no ser que esta ocurra por debajo del punto de Curie.

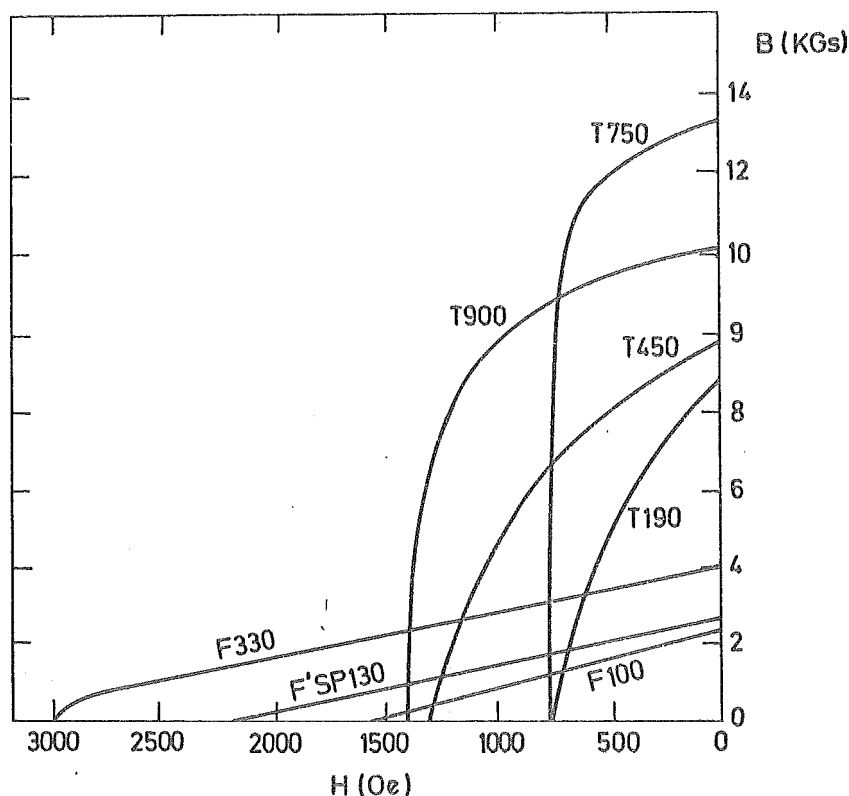


Fig. 12.11 Comparación de las propiedades de los imanes de ferrita de bario Ferroxidure anisótropo(F330) e isótropo(F 100 y F'SP 130), y Ticonal anisótropo(T190, 450, 750 y 900). (Miniwah) (Ticonal es aleación de Fe, Co, Ni y Al)

Es por ésta razón por lo que se incrementó el contenido en Co de los primeros Alnicos hasta llegar al 24% del Alnico. Este incremento elevó el punto de Curie a una temperatura de alrededor de 850° C con lo cual la precipitación, que se realiza entre 700 y 800°C, tiene lugar bastante por debajo de la temperatura de Curie.

Aunque otras mejoras pueden realizarse sobre los Alnicos, nos detendremos en éste punto ya que parece suficiente lo visto hasta aquí, al menos en una primera toma de contacto.

12.5 FERRITA DE BARIO. -

Esta sustancia, como ya hemos visto, posee una fórmula $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ una estructura cristalina exagonal y una anisotropía considerable. Sus propiedades in-

trínsecas fueron vistas en:

La ferrita de Bario fué elaborada comercialmente como imán, en 1952 por la Philips de Holanda, donde recibió el nombre de Ferroxdure. Otros nombres americanos del mismo producto son Indox, Ferrimag, etc. Recientemente ha sido reemplazada en parte por la ferritade estroncio. A partir de aquí designaremos por "ferrita de bario" a cualquiera de ambas.

Su fabricación es practicamente idéntica a la de las ferritas blandas. Se mezcla carbonato de Bario con Fe_2O_3 y el resultado se hornea a unos 1200°C para formar la ferrita. La materia resultante se muele en molino de bolas, a fin de reducir el tamaño de las partículas y a continuación prensada en seco en forma de dado y sinterizada a alrededor de 1200°C . El imán resultante posee un tamaño de grano de alrededor de $1\ \mu$ y es muy frágil. Otros tipos anisótropos se realizan por prensado del material con parte líquida en presencia de un campo magnético que alinea los ejes C de las partículas con el campo, que se encuentra dirigido según el eje de prensado. El producto resultante es un imán cilíndrico con su eje fácil paralelo al eje del mismo.

Los imanes flexibles, tanto de goma como de plástico se realizan, simplemente, mezclando el polvo de la ferrita con el material base goma o plástico. Una aplicación muy conocida de los imanes de goma se encuentra en las puertas de las neveras.

En la tabla 12.1, las designaciones Ceramic 1,5,6 y 7 corresponden a los productos de la Magnetic Materials Producers Association. Los tres últimos son tipos anisotrópicos orientados por campo. La Fig. 12.11 muestra las propiedades de los materiales de ferrita de bario de una de las mayores industrias europeas de éste campo. En la misma figura se presentan las curvas de aleaciones Fe-Co-Ni-Al, a fin de contrastar las propiedades. Vemos que, comparadas con las de los Alnico(o Triconal en éste caso), presentan una remanencia mucho menor pero, en cambio, una mayor coercitividad. La ferrita de bario se usa por ello, preferentemente en forma de un disco magnetizado en sentido de su espesor debido a que su coercitividad es lo suficientemente grande como para resistir los altos campos desmagnetizantes asociados con tales configuraciones. Dicho de otra forma, el coeficiente de permeancia B_m/H_m en el punto $(BH)_{\max}$ es aproximadamente 1 para la ferrita de bario mientras que vale alrededor de 20 para el Alnico 5. Así a fin de suministrar el mismo flujo en el entrehierro, el área transversal de un imán de ferrita ha de ser mucho mayor que otro de Alnico debido a que B_m es mucho menor. Por otra parte, el costo de la ferrita de bario es mucho menor que el del Alnico, debido a que los materiales de partida son mucho más baratos.

La densidad de la ferrita de bario es de $5,3 \text{ gm/cm}^3$ mientras que la del Alnico es $8,7 \text{ gr/cm}^3$. Pero hablando de una forma general, los dos materiales no compiten en las mismas aplicaciones y cada uno tiene su campo de acción bien delimitado.

La ferrita de bario debe su dureza magnetica a la anisotropía cristalina. Si se consiguiese una ferrita compuesta por partículas formadas por un solo dominio, esféricas y alineados, la coercitividad intrínseca podría llegar a los 17000 Pero la influencia de una serie de factores y sobre todo el de que cada partícula posee más de un dominio, hace que los valores observados no lleguen ni a un -- cuarto de ese valor.

12.6 ALEACIONES ESPECIALES. -

Como ya hemos visto anteriormente, la mayor parte de los materiales para imanes permanentes eran extremadamente frágiles lo que limitaba en cierta forma su manufactura. Pero existen algunas excepciones en aleaciones que son magnéticamente duras y lo suficientemente dúctiles como para poder ser trabajados en -- frío o en caliente, y adquirir formas diversas. Las principales son el Cunife, el -- Remalloy, el Vicalloy y el Co Pt. Los tres primeros poseen coercitividades moderadas, menores que los Alnico o las ferritas de bario, pero mayores que los aceros magnéticos. El Co Pt posee, en cambio, una alta coercitividad. Veamos con algún detalle las propiedades de todos ellos.

12.6.1 CUNIFE. -

Esta aleación está compuesta de un 60% de Cu, 20% de Ni y 20% de Fe, asemejándose bastante a las aleaciones Alnico en cuanto a su metalurgia y a su tratamiento térmico se refiere. Cuando se calienta a 1000°C está compuesto de una solución sólida, monofásica, cúbica centrada en las caras. Se enfría, a continuación de forma rápida y se templea a 650°C descomponiéndose en dos fases cúbicas centradas en las caras, una rica en Fe y Ni y magnética, y la otra rica en Cu y no magnética. Su dureza magnética se debe a la anisotropía de forma de las partículas de un solo dominio, en la fase rica en Fe-Ni. Muy a menudo suele ser trabajado en frío después del enfriamiento rápido y antes del templeado.

12.6.2 REMALLOY. -

Esta aleación, compuesta de Fe-Co-Mo, se denomina también Comol. Se -- parece algo a los aceros para imanes, pero con menor contenido en cobalto y sin carbono. De hecho fué el primer material sin carbono usado para imanes permanen-

tes. Su manufactura es, en pocas palabras, calentarlo a 1200°C enfriado y templado a 650-700°C. Su dureza magnética parece deberse a la dificultad del movimiento de las paredes debida a la precipitación de una segunda fase. Posee solamente una aplicación importante: como imán polarizador en los receptores telefónicos. Pero la cantidad que se fabrican con éste fin es muy grande.

12.6.3 VICALLOY. -

Es una aleación Fe-Co-V que puede considerarse como una modificación de la aleación magnéticamente blanda, Permendur 2V que ya conocemos. La modificación comienza incrementando el contenido de V hasta un 10-13% a expensas del hierro. El resultado es una aleación dúctil, magnéticamente dura.

El tratamiento térmico del Vicalloy 1 está compuesto por un rápido enfriamiento desde los 1200°C y un templado a 600°C durante 8 horas. El Vicalloy es fundido, trabajado en caliente hasta un tamaño intermedio conveniente, reducido en frío a un 90% o más, y finalmente envejecido a 600°C durante 8 horas. El material posee entonces un eje de fácil magnetización en la dirección de la elongación ocurrida durante el trabajo en frío.

El origen de la dureza magnética de éstas aleaciones no está aún lo suficientemente claro.

12.6.4 COBALTO-PLATINO. -

La aleación equiatómica de Co Pt es el material magnético más caro de todos los producidos comercialmente. Hasta bastante recientemente, su alto costo estaba justificado por su alta coercitividad ($4300 \text{ Oe} \approx 3,44 \times 10^5 \text{ A/m}$) que lo hacía ideal para aplicaciones tales como relojes eléctricos de pulsera y tubos de onda progresiva para satélites. Pero en la actualidad está siendo desplazada por las aleaciones de tierras raras, además de ser más baratas, tienen un valor más alto de la coercitividad.

12.7 IMANES DE POLVO DE HIERRO. -

La composición y el procesado de la mayor parte de los materiales para imanes permanentes evolucionó durante la mayor parte del tiempo mediante ensayos totalmente empíricos sin la guía de una teoría adecuada. Así por ejemplo, el Alnico tratado por campo, que hemos visto poseía unas propiedades excelentes, apareció unos 10 años antes de la publicación de los artículos clásicos de Stoner y Wohlfarth en 1948 sobre la rotación de los dominios y de Williams y Shockley sobre el movimiento de las paredes de los dominios. Esto es, apareció el material mucho

antes de que se entendiera la forma que tenía un cuerpo de cambiar su magnetización. De hecho fué la existencia del Alnico la que estimuló a los teóricos a buscar una explicación del porqué su alta coercitividad.

Sin embargo, al final de la década de los 40, se entendía ya lo suficiente de la teoría de las pequeñas partículas magnéticas como para permitir a los -- "magneticistas" el desarrollo por primera vez de un material magnético sintético. Lo que se requería era un conjunto de partículas mono-dominios elongadas de hierro dispersas en la adecuada matriz. Las partículas en sí podrían poseer anisotropía cristalina despreciable, debido a qué su misma forma ya sería capaz de -- dar alto valor a su coercitividad. (Esto último, aunque no lo hemos visto, puede ser demostrado bastante facilmente). El problema que se presentaba era el de conseguir dicho tipo de partículas. El éxito no llegó hasta 1955, en que Mendelsohn, Luborsky y Paine, de la General Electric Co. de Estados Unidos anunciaron el desarrollo de imanes de pequeñas partículas, que recibieron el nombre de Lodex. A veces se denominan también imanes ESD (de "Elongated-Single-Domain": dominio único alargado).

La fabricación de cualquier imán de polvo fino es complicado debida al hecho de que el polvo metálico es piróforo, esto es, arde espontaneamente o explota cuando se pone en contacto con el aire. Por ello son necesarias precauciones extremas durante todo el proceso.

El Lodex original se realizó con partículas de hierro, pero posteriormente fué sustituido parcialmente por cobalto a fin de aumentar Br y Hc aumentando Ms. La fabricación consta de las siguientes operaciones, que aparecen en la Fig. 12.12.

1.- El hierro y el cobalto se electrodepositan simultaneamente a partir de una solución acuosa de sus sales sobre un cátodo de mercurio líquido. Las partículas depositadas poseen forma dendrítica, según indica el dibujo de la Fig. 12.12. Las condiciones de la electrodeposición son tremendamente críticas. La superficie del mercurio, por ejemplo, deberá estar por completo en reposo, sin ninguna ondulación originada por vibraciones del aparato. Cuanto mayor es la densidad de corriente, mayores serán las partículas.

2.- La mezcla de partículas de Fe-Co y mercurio se calienta a una temperatura de alrededor de los 200°C. Este tratamiento elimina las ramas de las dentritas y engrosa las partículas a su diametro optimo de entre 150 y 300 Å.

3.- Se agrega una pequeña cantidad de antimonio a la mezcla, su efecto es quedar absorbido en las superficies de las partículas impidiendo su posterior crecimiento cuando, en operaciones posteriores, se encuentren sometidos a temperaturas por encima de los 400°C.

Pero si el campo total que actúa pasa de H_d a H_2 y vuelve, el punto de trabajo se desplaza de a a c y luego a d, originando una gran variación, de carácter permanente en la inducción. Sin embargo una vez que el imán se situa en d, la actuación de campos externos momentaneos en cualquier dirección desplazarán -- simplemente el punto de trabajo, adelante y atrás, a lo largo de la línea que pasa por d. Los cambios resultantes en B serán pequeños y momentaneos.

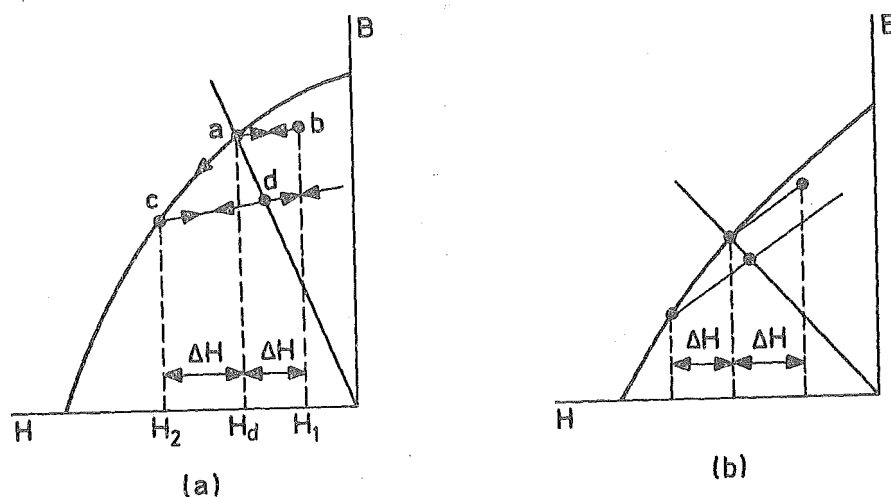


Fig. 12.13

Lo anterior sugiere un método para estabilizar un imán contra los efectos de campos externos. El tratamiento consistirá, simplemente, en que después de la magnetización el imán se someta a un campo de desmagnetizante momentáneo que desplace su punto de trabajo desde a hasta d. Este tratamiento, que es muy común aumenta la estabilidad a costa de disminuir la inducción.

Para la estabilización se prefiere, usualmente, un campo alterno a uno continuo debido a que aquel hará que el material se mueva un gran número de veces -- sobre la línea de permeabilidad diferencial.

Un material con un curva de desmagnetización como la de la Fig. 12.13(b) es mucho más estable, inherentemente, que el material(a), debido a que su línea de permeabilidad diferencial tiene una pendiente casi tan grande como la de la curva de desmagnetización. Por ello, campos externos momentaneos que actuen sobre él originarán, simplemente, un pequeño cambio en el flujo permanente incluso en el caso de un imán sin estabilizar.

12.8.2 CAMBIOS DE TEMPERATURA. -

Fueden producir tres tipos de efectos. Uno es reversible y los otros dos

6 .- El lingote se calienta en el vacío a fin de eliminar el resto del mercurio.

7 .- Se desmagnetiza el lingote y a continuación se muele para formar un polvo no muy fino (que puede pasar por un cedazo de 20). Las partículas individuales de Fe-Co en cada partícula de polvo se encuentran todavía alineados entre sí.

8 .- Se prensa el polvo hasta tomar la forma final, con o sin campo magnético de alineación, de acuerdo a si se desea un imán isotropo o anisotropo. La matriz de plomo posee unas características para el prensado excelentes, dando lugar a que pueda obtenerse fácilmente un 100% de efectividad.

La microestructura de un imán de éste tipo ya acabado es muy similar a la del Alnico. Las partículas de Fe-Co poseen una forma similar a la de cuentas alargadas de un collar.

Aunque el Lodex posee un valor menor de $(BH)_{max}$ que el Elnico o la ferrita de bario, tiene considerables ventajas sobre estos en algunas aplicaciones. Ya que el prensado es la operación final, y no se necesita sinterizado o pulido final, podrán realizarse imanes de pequeño tamaño y formas complicadas, con unas especificaciones magnéticas y dimensionales muy exigentes, sin que el precio sea alto. Imanes de éste tipo se emplean en pequeños motores, medidores eléctricos y ayudas auditivas, por ejemplo.

12.8 ESTABILIDAD MAGNETICA. -

Vamos a concluir éste capítulo con un tema realmente importante: el de la estabilidad. Si un imán permanente quiere justificar su nombre habrá de ser estable, esto es, deberá suministrar el mismo flujo en el entrehierro en cualquier momento. Esta condición se verifica muy fácilmente si el imán opera en un ambiente estable. Pero lo más normal será que se encuentre bajo influencias perturbadoras tales como campos magnéticos externos o cambios de temperatura. Estos efectos serán los que veremos aquí.

12.8.1. CAMPOS EXTERNOS. -

Supongamos que el imán de la Fig. 12.13(a) tiene una línea de carga tal que haga que el punto de trabajo sea el a y tratemos de ver cual es el resultado de la presencia de campos externos que puedan aumentar o disminuir el que actúa sobre el imán, en una cantidad ΔH . Si el campo cambia de H_d a H_1 y vuelve al punto inicial, el punto de trabajo se mueve de a a b y vuelve a a según una línea similar a la de la Fig. 12.8(b). La variación de inducción B que ocurre en ésta excursión reversible es pequeña, volviendo el imán a su punto de trabajo primitivo.

El antimonio también tiende a dispersar a las partículas de manera que no se reúnan en grupos.

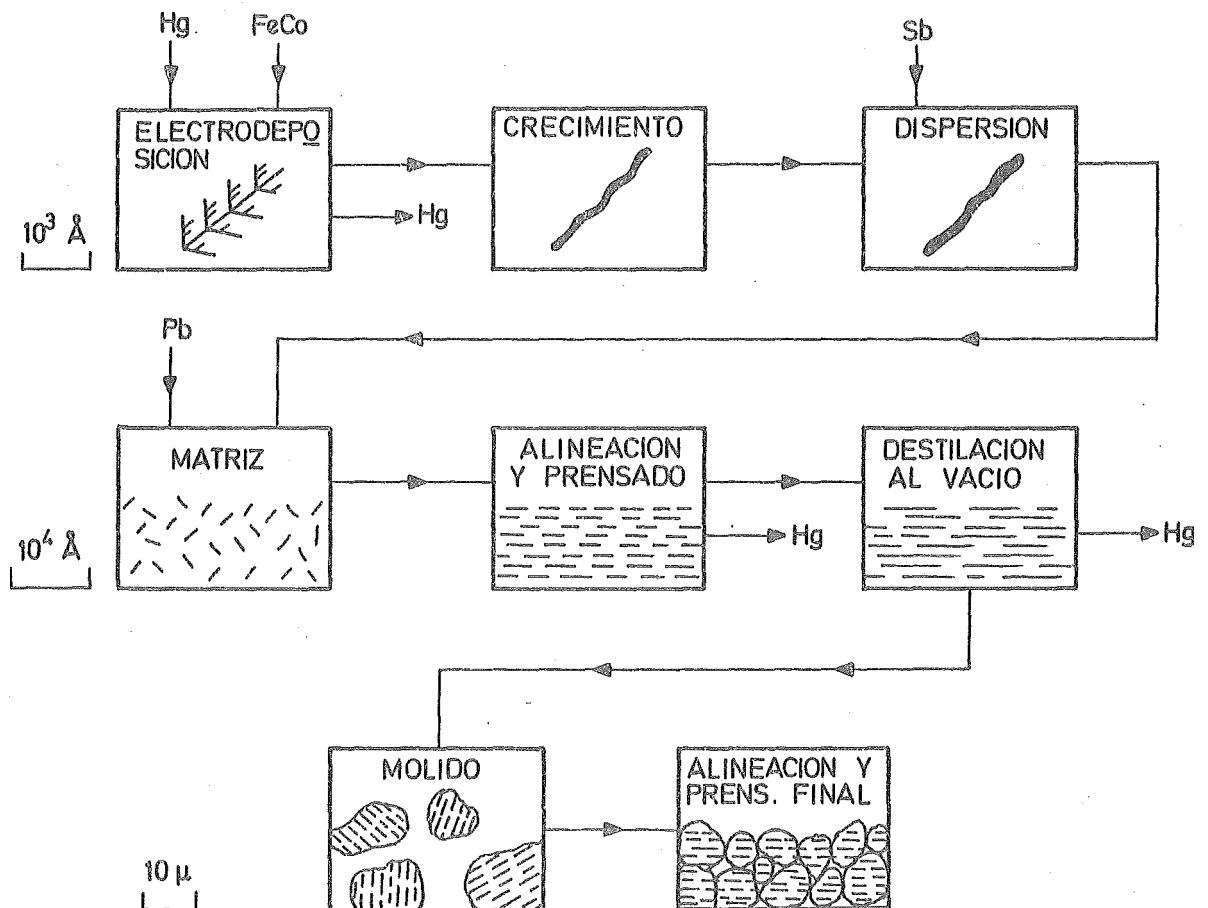


Fig. 12.12

4. - Se añade plomo a la mezcla a una temperatura elevada. El plomo se disuelve en el mercurio y protege a las partículas de Fe-Co de la oxidación cuando se elimine el mercurio. Este plomo formará la matriz del imán final determinando la relación entre el volumen final del imán y la cantidad del mismo ocupado por materiales magnéticos.

5. - Se prensa ligeramente la mezcla en presencia de un campo magnético hasta conseguir un lingote sólido. Esta etapa elimina parte del mercurio y bloquea a las partículas en un estado alineado.

ineversibles. Estudiemos brevemente como se llegan a producir.

12.8.2.1. CAMBIOS REVERSIBLES. -

Si B_d vuelve a su valor original después de un ciclo térmico, como en la Fig. 12.14(a), el cambio se denomina reversible. Este tipo de cambio ocurre debido a una serie de factores muy diversos que dependen esencialmente de la procedencia de la anisotropía del material.

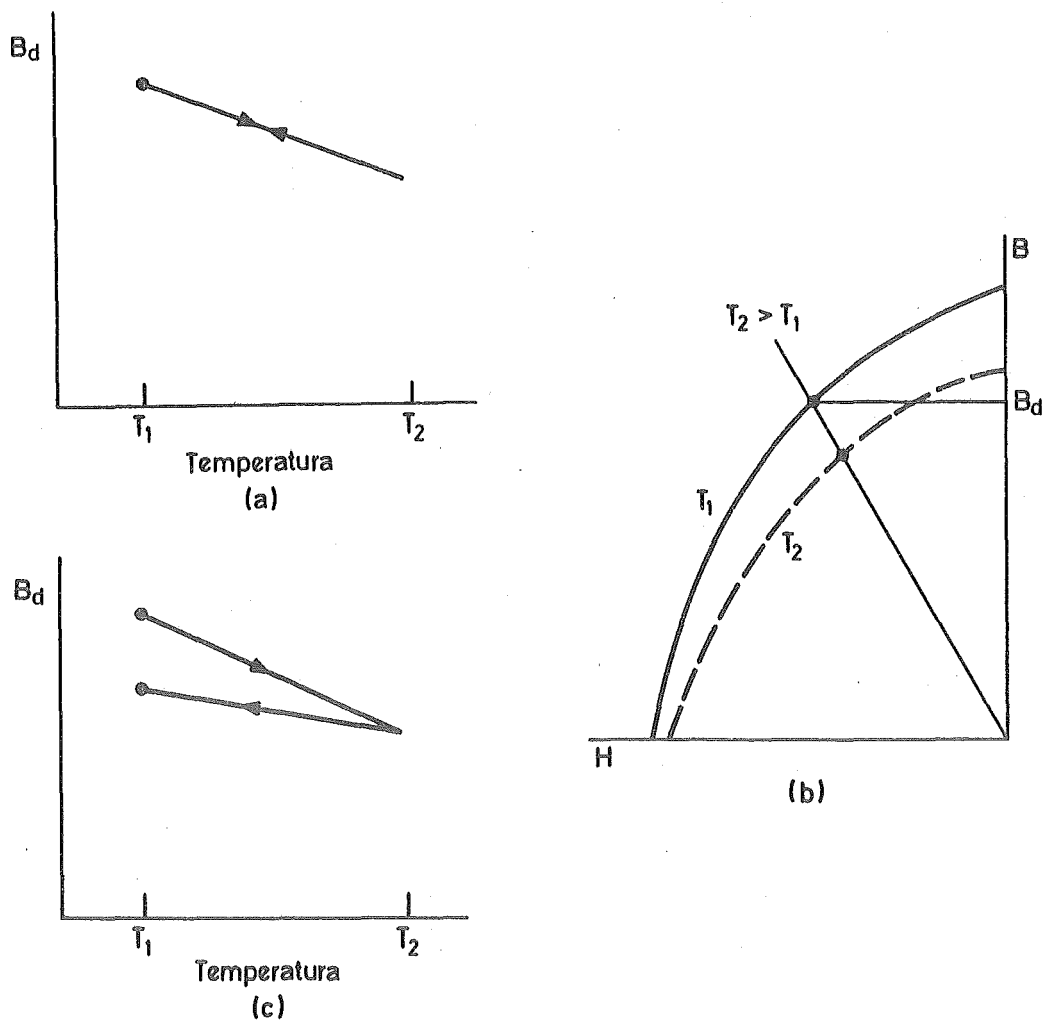


Fig. 12.14

En la mayor parte de los casos, la coercitividad decrece según aumenta la temperatura, desplazándose la curva de desmagnetización hacia el origen, como puede verse en (b), dando lugar a una disminución en el valor de B_d .

12.8.2.2. CAMBIOS IRREVERSIBLES. -

Si B_d no vuelve a su valor inicial después de un ciclo térmico, como en la Fig. 12.14(c), el cambio se denomina irreversible. Se necesitará, como consecuencia, un nuevo proceso de magnetización para volver al valor primitivo. Este cambio se debe a fluctuaciones térmicas que se originan en el interior del cuerpo y que varían la forma y la altura de los saltos de energía entre los dominios del mismo.

Así, el campo desmagnetizante del imán, ayudado por estas fluctuaciones de la energía térmica, origina una pequeña y lenta disminución de la magnetización, aún a temperatura constante, debido a rotaciones irreversibles o a movimientos de las paredes. Si la temperatura cambia, este efecto se integra para la duración del ciclo térmico y además se complica por el cambio simultáneo de coercitividad con la temperatura. El cambio irreversible de B_d se va haciendo cada vez menor para los sucesivos ciclos, en la práctica, un imán puede estabilizarse contra tales cambios mediante tres ciclos a lo largo del margen considerado.